

# Einfluss der Wolkenstruktur auf die reflektierte solare Strahldichte inhomogener Bewölkung

DISSERTATION  
ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES  
DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT  
DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT  
ZU KIEL

VORGELEGT VON

Steffen Meyer



Kiel, März 2006

Referent/in:	Prof. Dr. Andreas Macke
Korreferent/in:	Prof. Dr. E. Ruprecht
Tag der mündlichen Prüfung:	05. Mai 2006
Zum Druck genehmigt:	Kiel, 05. Mai 2006

Der Dekan

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>III</b>
<b>Abkürzungen</b>	<b>V</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Stand der Forschung</b>	<b>7</b>
<b>3 Das Strahlungstransportproblem</b>	<b>19</b>
3.1 Begriffsdefinitionen . . . . .	20
3.2 Strahlungstransportgleichung . . . . .	27
3.3 Lösungsproblematik und -methoden . . . . .	28
3.3.1 Verdopplungs-Additionsmethode . . . . .	29
3.3.2 Methode der sukzessiven Streuordnung . . . . .	30
3.3.3 Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method (SHDOM) . . . . .	31
<b>4 MONTE-CARLO-Strahlungstransportmodellierung</b>	<b>33</b>
4.1 Varianzreduktion im MONTE-CARLO-Modell . . . . .	37
<b>5 Wolkenmodelle</b>	<b>47</b>
5.1 Dynamische Wolkenmodelle . . . . .	48
5.2 Statistische Wolkenmodelle . . . . .	49
<b>6 Einfluss der vertikalen Wolkenstruktur auf die reflektierte Strahldichte</b>	<b>53</b>
<b>7 Analyse der vertikalen Wolkenstruktur mithilfe vertikaler Gewichtsfunktionen</b>	<b>63</b>
<b>8 Einfluss der 2D-Wolkenstruktur auf die reflektierte Strahldichte</b>	<b>79</b>
<b>9 Einfluss der 3D-Wolkenstruktur auf die reflektierte Strahldichte</b>	<b>93</b>

<b>10 Reflektierte Strahldichte benachbarter Wolkenpixel</b>	<b>103</b>
<b>11 Schlussbetrachtung</b>	<b>109</b>
<b>Literatur</b>	<b>113</b>
<b>Danksagung</b>	<b>121</b>
<b>Erklärung</b>	<b>122</b>

# Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss der Wolkenstruktur auf die reflektierte solare Strahldichte untersucht. Im Kern geht es um die Fragen, inwiefern die Kenntnis der Wolkenstruktur hilfreich ist, um die Fernerkundung inhomogener Wolkenfelder zu ermöglichen. Zur Beantwortung dieser Frage wurden mehrdimensionale Gewichtsfunktionen bestimmt. Diese geben über die Regionen einer Wolke Auskunft, die zu der an einem Satelliten gemessenen reflektierten Strahldichte beitragen.

In dieser Studie wurden mehrdimensionale Wolkenfelder verwendet. Eindimensionale vertikale Wolkenprofile werden durch ein Profil des Extinktionskoeffizienten realisiert. Die zwei- und dreidimensionalen Wolkenfelder entstammen einem statistischen Wolkenmodell (IAAFT VENEMA ET AL., 2006). Die zugehörigen Strahldichtefelder werden mit dem MONTE-CARLO-Strahlungstransportmodell MC-UNIK berechnet. Dieses dient ebenfalls der Bestimmung eindimensionaler Gewichtsfunktionen. Zwei- und dreidimensionale Gewichtsfunktionen werden mit der rückwärtsrechnenden Adaption MC-UNIK-BW bestimmt.

In der Untersuchung einer Reaktion der reflektierten Strahldichte auf eine modifizierte vertikale Inhomogenität konnte gezeigt werden, dass die reflektierte Strahldichte zunimmt, wenn die vertikale Inhomogenität im Vergleich zu einer realistischen Referenzsituation abgebaut wird. Eine Erhöhung der Inhomogenität hingegen führt zu einer Abnahme der reflektierten Strahldichte.

Durch die Nutzung vertikaler Gewichtsfunktionen zeigt sich, dass der Hauptteil der reflektierten Strahldichte von den oberen Wolkenbereichen beeinflusst wird. Bei der Nutzung unterschiedlicher Wellenlängen des solaren Spektrums zeigt sich eine leichte vertikale Verschiebung des Haupteinflussbereiches der Wolke. Allerdings ist es trotz unterschiedlicher Absorptions- und Streueigenschaften im solaren Spektralbereich nicht möglich, mit einer geeigneten Kombination verschiedener Spektralbereiche eine komplette Vertikalprofilierung einer Wolke zu betreiben.

Zwei- und dreidimensionale Gewichtsfunktionen zeigen die Einflüsse der horizontalen Variabilität auf die solare reflektierte Strahldichte. Mit ihrer Hilfe wird eine unter Berücksichtigung der Wolkenstruktur gewichtete optische Dicke bestimmt. Ein Vergleich der optischen Dicke der Wolkensäule mit dieser gewichteten optischen Dicke zeigt, dass der Einfluss der Wolkenstruktur im Maximum zu einer in beide Richtungen ausgeprägten Differenz von bis zu fünf optischen Dicken führt. Im Mittel gleicht sich dies aber aus, so dass die Berücksichtigung der Wolkenstruktur keine Verbesserung der Beschreibung von Strahlungs- und Wolkeneigenschaften liefert.

Der Vergleich der reflektierten Strahldichte benachbarter Wolkenbereiche führt zu einer Separierung in der Beziehung von Strahldichte zu optischer Dicke. Dies kann in der Fernerkundung für eine Fallunterscheidung genutzt werden, um die optische Dicke aus der gemessenen reflektierten Strahldichte abzuleiten.



# Abstract

The aim of this study is to investigate the impact of the cloud structure on the reflected solar radiance. The question will be addressed to what extent the knowledge of the internal cloud variability is helpful to allow remote sensing of inhomogeneous cloud fields. To answer this question multi-dimensional weighting functions will be used. They provide information about the regions of a cloud which contribute to the reflected radiance measured at a satellite.

For this study cloud fields with different dimensions are used. As one-dimensional cloud profiles a vertical field of the volume extinction coefficient is applied. The statistical cloud model IAAFT (Venema et al., 2006) enables to create three-dimensional cloud fields with predefined statistical properties. Transects through these 3D clouds are used as two-dimensional cloud fields. The corresponding fields of reflected solar radiance are calculated by means of the MONTE-CARLO radiative transfer model MC-UNIK. This model is also used to generate vertical weighting functions. Two- and three-dimensional weighting functions are calculated with the backward adaption MC-UNIK-BW.

The investigation of a reaction in the reflected solar radiance on a modified vertical inhomogeneity shows a two-parts result. The increase of the vertical inhomogeneity compared to a realistic reference situation leads to a decrease in reflected radiance, while an increase in reflection was found when the vertical inhomogeneity was reduced.

The application of vertical weighting functions shows that the major amount of reflected radiance measured at a satellite is influenced by the upper cloud regions. The use of different wavelengths in the solar spectral region with corresponding scattering and absorption properties leads to a slight vertical shift of the regions having the strongest influence on the reflected radiance. However, despite the difference in scattering and absorption properties in the solar spectrum it is not possible to establish a complete vertical profiling of a cloud based on appropriate combinations of wavelengths.

Two- and threedimensional weighting functions contain impacts of the horizontal cloud variability on the reflected radiance. This is used to obtain a weighted optical thickness that accounts for the consideration of the contributing cloud structure. A comparison of the pixel-based optical thickness with the weighted optical thickness shows maximum differences into both directions of 5 optical thicknesses. As the mean values are about the same, the consideration of the cloud structure does not lead to a better description of the relation between radiation and cloud properties. The comparison of reflected radiance values of neighbouring pixel shows a separation in the relation of reflected radiance and optical thickness. In remote sensing applications this separation could be used as a case differentiation to retrieve values of optical thickness from radiance measurements.





# Abkürzungen

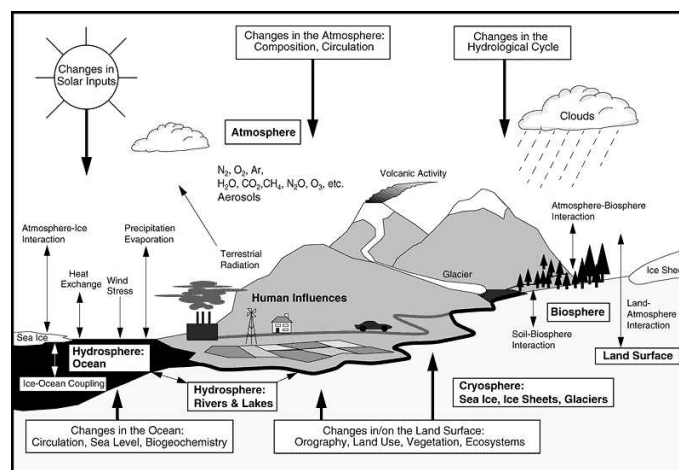
3D	dreidimensional
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
BBC	Baltex Bridge Campaign
Clabautair	Cloud Liquid Water Content and Effective Radius Retrieval by an Automated use of Aircraft measurements
CLOUDNET	Cloud Network
CM-SAF	Satellite Application Facility on Climate Monitoring
DA	Doubling Adding Method
DWD	Deutscher Wetterdienst
ENSO	El Niño-Southern Oscillation
ERBE	Earth Radiation Budget Experiment
ESA	European Space Agency
FDTD	Finite Difference Time Domain
GCM	General Circulation Model
GESIMA	Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre
GKSS	GKSS Forschungszentrum
IAAFT	Iterative Amplitude Adapted Fourier Transform Algorithm
IFM-GEOMAR	Leibniz-Institut für Meereswissenschaften Kiel
IfT	Institut für Troposphärenforschung Leipzig
IPA	Independent Pixel Approximation
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change
IPT	Integrated Profiling Technique
ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
JAXA	Japanese Space Agency
LES	Large Eddy Simulation
LIDAR	Light Detecting and Ranging
LWC	liquid water content
LWP	liquid water path
MC-UNIK	Monte-Carlo-Modell der Universität Kiel
MC-UNIK-BW	Monte-Carlo-Modell der Universität Kiel (backward)

NIR	nah-infraroter Spektralbereich
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
NWP	Numerical Weather Prediction
RADAR	Radio Detecting and Ranging
SHDOM	Spherical Harmonic Discrete Ordination Method
SITCOM	Spectral Idealized Thermodynamically Consistent Model
SOS	Successive Order of Scattering
UV	ultravioletter Spektralbereich
VIS	sichtbarer Spektralbereich

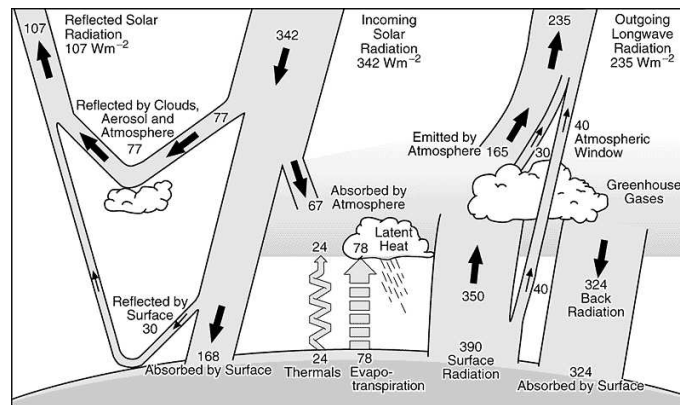
# Einleitung

Mit einem globalen Bedeckungsgrad von ca. 66 % spielen Wolken im gesamten Energiehaushalt der Erde eine wichtige Rolle. Manabe und Weatherald (1967) fanden zum ersten Mal mit einfachen Klimamodellen heraus, auf wie vielfältige Weise Wolken das Klima beeinflussen können. Über den Albedo- und Treibhauseffekt modulieren Wolken den Strahlungshaushalt. Durch Prozesse wie Verdunstung und Kondensation und den damit einhergehenden Transporten von Frischwasser und latenter Wärme spielen Wolken im globalen Wasserkreislauf und Wärmehaushalt eine zentrale Rolle (Abb.en 1.1, 1.2). Die von den Wolken freigesetzte Kondensationswärme beeinflusst die atmosphärischen Zirkulationszellen, die wiederum mit dem Ozean wechselwirken (z. B. ENSO - *El Niño-Southern Oscillation*). Wolken wirken als Teil des Klimasystems somit auf dieses ein, werden aber auch umgekehrt vom Klima und seinen Veränderungen beeinflusst.

Wolken prägen entscheidend die Strahlungsbilanz der Erde. Durch ihr hohes Reflexi-



**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung der Komponenten des globalen Klimasystems, ihrer Prozesse und Wechselwirkungen; aus: IPCC 2001.



**Abbildung 1.2:** Globale jährliche mittlere Energiebilanz der Erde; aus: IPCC 2001.

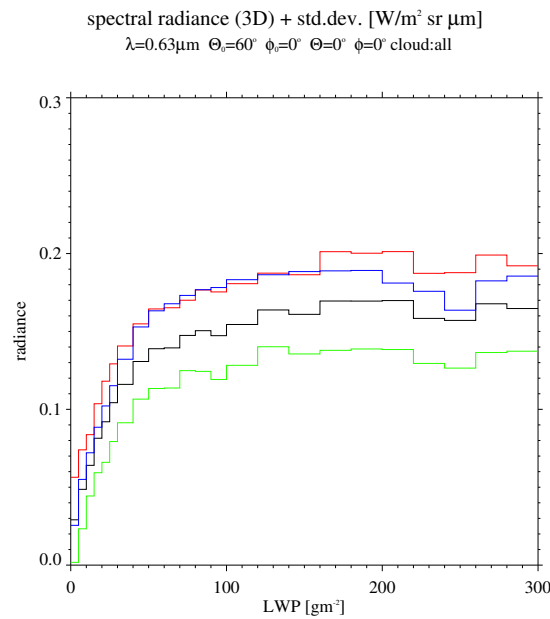
onsvermögen im solaren Spektralbereich wird solare Strahlung zu einem Teil direkt in den Weltraum zurückgestreut und steht damit dem System Erdboden und Atmosphäre nicht mehr zur Verfügung (Albedoeffekt). Im terrestrischen Spektralbereich verhalten sich Wolken nahezu wie ein schwarzer Körper. Die vom Erdboden nach oben gerichtete terrestrische Strahlung wird von den Wolken absorbiert, gleichzeitig emittieren die Wolken selbst langwellige Gegenstrahlung entsprechend der Temperatur der Wolkenuntergrenze in Richtung Erdboden. An der Wolkenobergrenze wird ebenfalls langwellige Strahlung in Richtung Weltall emittiert, dort aber entsprechend der dort herrschenden niedrigeren Temperaturen (Treibhauseffekt). Wolken tragen somit zur Abkühlung bzw. Erwärmung des Bodens und der Atmosphäre bei. Das Ergebnis der Bilanzierung beider Effekte hängt von der Höhe der Wolken, ihrer Dicke und ihren Strahlungseigenschaften ab. Diese wiederum werden von der Verteilung des Wasserdampfes, von den Wassertropfen und Eispartikeln sowie von den atmosphärischen Aerosolen beeinflusst. Schon Twomey (1977) untersuchte den Einfluss der optischen Dicke und des effektiven Radius der Wolkentropfenverteilung auf die Strahlungseigenschaften der Wolken. Hohe, dünne Zirkuswolken führen zu einer Nettoerwärmung des gesamten Systems. Ihre geringe optische Dicke bedingt eine hohe Transmissivität für die einfallende Solarstrahlung (geringer Albedoeffekt). Im langwelligen Spektralbereich sind sie stark absorbierend und emittieren dem Gesetz von Kirchhoff folgend terrestrische Strahlung. Aufgrund ihrer Lage in großer Höhe weisen sie niedrige Temperaturen sowohl an ihrer Unterseite als auch an ihrer Oberseite auf. Daher ist die zum Boden gerichtete Gegenstrahlung vergleichsweise gering. Auch die nach oben gerichtete Ausstrahlung ist verglichen mit dem wolkenlosen Fall klein (hoher Treibhauseffekt). Die Bilanz beider Effekte führt zu einer Nettoerwärmung. Tiefe, dicke Wolke tragen zu einer Abkühlung bei. Diese Wolken haben nur eine geringe Transmissivität für die kurzwellige Einstrahlung (hoher Albedoeffekt), sind aber verhältnismäßig warm und strahlen somit im langwelligen Spektralbereich viel Energie aus (geringer Treibhauseffekt), was in der Summe zu einer Abkühlung führt. In der

globalen Bilanz beider Effekte, Abkühlung und Erwärmung, liegen sie nah beieinander, insgesamt überwiegt allerdings der Effekt der Abkühlung.

Obwohl die Wolken so wichtig für das Klima und dessen Verständnis sind, ist die Kenntnis ihrer Eigenschaften noch gering. Auch deshalb stellt der IPCC-Bericht von 2001 (Stocker et al., 2001) fest, dass Wolken weiterhin die größte Quelle an Unsicherheit bei der korrekten Beschreibung des Klimas sind. Stephens (2005) beschreibt in seiner Arbeit die Gründe für das mangelnde Verständnis von Wolkenprozessen. Dieses erklärt teilweise, warum auch moderne Klimamodelle Wolken und ihre Prozesse nicht korrekt reproduzieren können. Während in Wettervorhersage- (engl. *NWP - Numerical Weather Prediction*) und globalen Klimamodellen (engl. *GCM - General Circulation Model*) die physikalischen Prozesse, die für Wolken-Strahlungs-Rückkopplungsprozesse entscheidend sind, gut reproduziert werden können, liegt das Problem der richtigen Nutzung dieser Prozesse in der Beschreibung der Wolken an sich. Die Wolkenparametrisierungen beruhen zum Teil auf Annahmen, die auch mit globalen Beobachtungen nur schwer zu verifizieren sind. Zum Beispiel ist der indirekte Einfluss von Luftmasseneigenschaften auf Parameter wie Flüssig- oder Eiswassergehalt weder gut beobachtet, noch verstanden. Ein Grund hierfür liegt in der Komplexität der Wolken und der großen Anzahl von Einflussparametern bei Wolkenformation und Wolken-Strahlung-Wechselwirkung wie z. B. komplexe Geometrien der Wolkenpartikel, Überlappungen verschiedener Wolkenschichten, mikrophysikalische Prozesse bei Wachstum und thermodynamischer Phase der Hydrometeore (Stocker et al., 2001).

Neben anderen Studien hat auch Meyer (2001) gezeigt, dass trotz Berücksichtigung eines dreidimensionalen Wolkenfeldes und der Benutzung eines dreidimensionalen Strahlungstransportmodells eine lineare Beziehung zwischen reflektierter Strahldichte und Wolkeneigenschaften schon bei relativ geringem vertikal integriertem Flüssigwassergehalt LWP (engl. *liquid water path*) verschwindet. Informationen aus dem spektralen Bereich allein reichen nicht aus, um eine quantitative Fernerkundung zu betreiben. Um 3D-Effekte zu berücksichtigen, müssen zusätzlich Informationen über die Inhomogenität der Wolken einbezogen werden.

Diesem Ansatz wird z. B. in dem AFO2000-Projekt 4DWOLKEN nachgegangen, in dessen Rahmen diese Arbeit gefördert wurden. 4DWOLKEN ist ein Zusammenschluss von neun deutschen Universitäten (Bonn, Heidelberg, Mainz, Berlin und Dresden) und Forschungseinrichtungen (GKSS, IfT Leipzig, DWD und IFM-GEOMAR Kiel). Das Ziel ist die Beschreibung des Einflusses inhomogener Bewölkung auf die Strahlung. Es wurden verschiedenste Boden- und Flugzeugmessungen durchgeführt, um sowohl die dreidimensionale räumliche Struktur der Wolken sowie ihre zeitliche Entwicklung zu erforschen. In einem weiteren Schritt wurden Parametrisierungsverfahren und Ableitungsansätze entwickelt, die in der Modellierung von Transport- und Austauschprozessen in



**Abbildung 1.3:** Reflektierte Strahldichte vs. LWP für  $\lambda=0.63\mu\text{m}$ ; 3D Werte mit Standardabweichung. Mittlere 3D Strahldichte ist schwarz, mittlere IPA Strahldichte blau dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve; aus Meyer (2001).

einem dynamischen Atmosphärenmodell berücksichtigt werden sollen. Das Projekt ist in die Bereiche Messung, Strahlungstransportmodellierung und dynamische Modellierung aufgeteilt. Zur Vermessung der Wolke wurden satellitengebundene Fernerkundungsverfahren mit diversen bodengebundenen Messgeräten verknüpft. Zum Einsatz kamen ein LIDAR, ein Infrarotradiometer sowie ein jeweils abtastendes RADAR und Mikrowellenradiometer. Simultan dazu wurden mikrophysikalische- und Strahlungseigenschaften der Wolke mit drei Flugzeugen vermessen. Die Messkampagne fand in zwei Phasen in Cabauw, Niederlande, statt. Die so erzeugten Wolkenfelder werden als Grundlage in der Strahlungstransportmodellierung genutzt. Hier sollen bestehende Ableitungsverfahren durch Vergleich von Simulation und Messung überprüft und verbessert werden. Daraus entstehende Parametrisierungen werden in atmosphärische Modellen implementiert und überprüft.

In der vorliegenden Arbeit wird das Problem aufgegriffen, dass trotz der Berücksichtigung der vollen Dreidimensionalität einer Wolke eine notwendige Eindeutigkeit zwischen Strahldichte und Wolkeneigenschaft, wie sie für eine erfolgreiche Fernerkundung nötig ist nur in begrenztem Maße gegeben ist. Dieses Problem, das oben bereits kurz dargestellt wurde, wird durch Abbildung 1.3 illustriert. Dargestellt ist die reflektierte Strahldichte bei  $\lambda = 0.63\mu\text{m}$  als Funktion des vertikal integrierten Flüssigwassergehaltes LWP, wie sie durch dreidimensionale Strahlungstransportrechnungen bestimmt wurde.

Die schwarze Kurve stellt die über definierte Bereiche des LWP gemittelte reflektierte Strahldichte dar. Die Variabilität der Daten ist durch die Darstellung der Mittelwerte plus (rot), bzw. minus (grün) der Standardabweichung angegeben, die blaue Kurve zeigt den Zusammenhang von Strahldichte und LWP, wenn das Wolkenfeld als eine Ansammlung einzelner Wolkensäulen (IPA - *Independent Pixel Approximation*) interpretiert wird. Der Zusammenhang zwischen reflektierter Strahldichte und LWP zeigt das typische nicht-lineare Verhalten. Nur für kleine Werte des LWP ist ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Wolke und Strahlung zu erkennen. Um trotzdem eine Fernerkundung der Wolkenstruktur zu erreichen, muss also ein zusätzlicher Zusammenhang gefunden werden, der den Bereich der gewünschten Eindeutigkeit vergrößert. Hierzu soll neben der spektralen Information auch die räumliche Information eines dreidimensionalen inhomogenen Wolkenfeldes berücksichtigt werden. In der vorliegenden Arbeit soll dargestellt werden, welchen Einfluss diese auf den Zusammenhang von Strahlung und Wolke hat. Strahlungstransportrechnungen werden auf das dreidimensionale Umfeld angewendet und ausgewertet. Für die exakte Modellierung des dreidimensionalen Strahlungstransportes wird das MONTE-CARLO-Modell MC-UNIK (Macke et al., 1999) verwendet. Für die Nutzung in dieser Studie waren erhebliche Modifikationen nötig, um die Varianz innerhalb der erzeugten Strahldichtefelder zu reduzieren. Aufgrund einer Anpassung der Bestimmung der Reflexion durch die 'Local Estimate'-Methode ist es möglich, den Beitrag jedes Streuortes an der gesamten Reflexion auszuwerten. Eine genauere Beschreibung des MONTE-CARLO-Modells MC-UNIK, der verwendeten Varianzreduktionsverfahren sowie seiner rückwärts rechnenden Adaption MC-UNIK-BW findet sich in Kapitel 4. In Kapitel 5 werden verschiedene Verfahren vorgestellt, wie möglichst realistische Wolkenfelder erzeugt werden können, bevor Ergebnisse der Studie vorgestellt werden. Zunächst wird in Kapitel 6 der Einfluss der vertikalen Inhomogenität auf die reflektierte Strahldichte diskutiert. Anschließend werden vertikale Gewichtsfunktionen bestimmt (Kapitel 7), mit denen die Wolkenstruktur direkt in Beziehung zu der reflektierten Strahldichte gesetzt werden kann. Nach dieser Untersuchung mit einer eindimensionalen Wolkensäule wird die Bestimmung von Gewichtsfunktionen auf einen zweidimensionalen Schnitt durch ein Wolkenfeld erweitert, der sowohl eine horizontale als auch eine vertikale Inhomogenität (Kapitel 8) beinhaltet. So kann auch die horizontale Umgebung in die Untersuchung mit einbezogen werden. Dieser Ansatz wird in Kapitel 9 nochmals erweitert. Die in Kapitel 8 gewonnenen Ergebnisse werden unter Berücksichtigung einer vollständig dreidimensional inhomogenen Wolke überprüft. In Kapitel 10 wird mit der Untersuchung von Strahldichtewerten benachbarter Wolkenpixel exemplarisch eine weitere Möglichkeit aufgezeigt, Wolkeneigenschaften aus Strahlungsmessungen abzuleiten. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.





## Kapitel 2

# Stand der Forschung

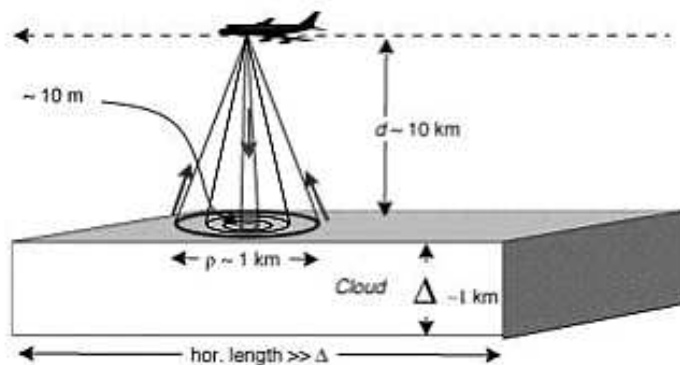
Im Rahmen des *Earth Radiation Budget Experiment* (ERBE) wurde der Strahlungsantrieb der Wolken anhand von Satellitenmessungen bestimmt. Dieser Antrieb beschreibt allgemein den Einfluss verschiedener Faktoren auf die Strahlungsbilanz und ist somit ein Maß für den Klimaeinfluss eines bestimmten Faktors. Im speziellen Fall des Wolkenstrahlungsantriebes ist dies der Einfluss von Albedo- und Treibhauseffekt. Ramanathan et al. (1989) und Harrison et al. (1990) weisen auf Unterschiede zwischen kurzwelligem und langwelligem Strahlungsantrieb (Albedoeffekt/Treibhauseffekt) hin, der von der jeweiligen Jahreszeit abhängt. Während sich auf der Winterhemisphäre beide Effekte ausgleichen, überwiegt auf der Sommerhemisphäre der Strahlungsantrieb durch langwellige Ausstrahlung, was zu einer starken Abkühlung führt. Global gemittelt und auf ein Jahr bezogen führt der langwellige Strahlungsantrieb zu einer Erwärmung von ca.  $31.1 \text{ W/m}^2$  und der kurzwellige Strahlungsantrieb zu einer Abkühlung von ca.  $-48.4 \text{ W/m}^2$ . Der globale Netto-Strahlungsantrieb der Wolken wurde bei ERBE mit einer Abkühlung von  $-17 \text{ W/m}^2$  angegeben, die genaue Bestimmung ist allerdings sehr unsicher. Cess et al. (1995) verglichen Satelliten- und Bodenmessungen mit Ergebnissen aus Klimamodellen und fanden heraus, dass die Strahlungsalgorithmen zur Verarbeitung der Satellitenmessungen die kurzwellige Absorption signifikant (30 bis  $40 \text{ W/m}^2$ ) unterschätzen. Diese Unterschätzung wird 'anomale' Absorption genannt und ist Bestandteil vielfältiger Untersuchungen. Pilewskie und Valero (1995) zum Beispiel kommen in ihrem Vergleich von Flugzeugmessungen mit theoretischen Abschätzungen zu einem ähnlichen Ergebnis. Der Strahlungsantrieb durch diesen Effekt ist ca. 10 mal größer als der Strahlungsantrieb der direkten Treibhausgase (Halogene,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}_2$ ) (siehe Abb. 6.6 in Ramaswamy et al. (2001)). Scheirer und Macke (2003) untersuchten inwiefern Vereinfachungen in der Darstellung inhomogener Wolken zu Fehlern in den resultierenden Strahlungsflüssen führen. Sie fanden heraus, dass die horizontale Homogenisierung der mikrophysikalischen Eigenschaften einer Wolke in jeder Schicht zu einer Unterschätzung der Absorption von bis zu  $15 \text{ W/m}^2$  führt. Dies ist durch die unterschiedlichen

Absorptionseigenschaften von großen und kleinen Tropfen in Regionen hoher und geringer optischer Dicke, also unterschiedliche Tropfenverteilungen, zu erklären.

Bis heute kann eine prinzipielle Differenz zwischen Messungen und Modellergebnissen allerdings nicht eindeutig nachgewiesen bzw. erklärt werden, Li et al. (1995) zum Beispiel fanden bei Untersuchungen des ERBE Datensatzes keine Anzeichen der 'anormalen' Absorption.

Aufgrund des oben Genannten ist die genaue Kenntnis der Verteilung der Wolken und ihrer mikrophysikalischen Eigenschaften für das Verstehen des globalen Klimasystems essentiell. Aus diesem Grund wird eine intensive Wolkenfernerkundung vom Boden, mit Flugzeugen und vor allem mithilfe von Satelliten betrieben. Bodengebundene Messungen z. B. mit Mikrowellenradiometern nutzen atmosphärische Emissionen an verschiedenen Frequenzen entlang einer Absorptionslinie des Wasserdampfes. Hieraus lassen sich, wie zum Beispiel Löhnert et al. (2001) zeigen, vertikale Profile der Temperatur, aber auch von Wasserdampf oder Wolkenflüssigwassergehalt (LWC) ableiten. Marshak et al. (2004) stellen zur Auswertung von bodengebundenen Messungen eine neue Methode vor. Sie verglichen Messungen in zwei unterschiedlichen spektralen Kanälen, dem roten und dem nah-infraroten (NIR) Spektralbereich. Die Albedo eines bewachsenen Bodens unterscheidet sich in beiden Bereichen stark, Pflanzen im roten Spektralbereich ( $\lambda < 0.7 \mu\text{m}$ ) absorbieren über 90 % der solaren Strahlung, im NIR Spektralbereich ( $\lambda > 0.7 \mu\text{m}$ ) reflektieren sie allerdings genauso stark. Die Vegetation stellt also eine Beleuchtungsquelle der inhomogenen Bewölkung von unten dar. Durch eine Verknüpfung der Informationen aus beiden Spektralbereichen kann die optische Dicke durchbrochener Bewölkung abgeleitet werden, bei der bodengebundenen Fernerkundung ist man nicht mehr wie bisher auf eine vollständige Wolkenbedeckung angewiesen. Die Idee dieser Methode basiert auf einem vergleichbaren Verfahren zur Bestimmung des Blattflächenindex (engl. *LAI - leaf area index*) aus Satellitenmessungen (Knyazikhin et al., 1998).

Desweiteren werden RADAR- oder LIDAR-Messgeräte zur Beschreibung von Wolken verwendet. Anhand von rückgestreuten Signalen einer bestimmten Frequenz lassen sich z. B. Wolkenflüssigwasserprofile ableiten. Die Wahl der verwendeten Frequenz ist von dem Absorptionsverhalten der Atmosphäre abhängig. So ist die Absorption von Wasserdampf und Sauerstoff in den beiden Fensterbereichen bei 35 GHz und 95 GHz so gering, dass hier eine RADAR-Fernerkundung möglich ist. Das Projekt CLOUDNET zum Beispiel verbindet Messungen von bodengebundenen RADAR- und LIDAR-Messgeräten sowie Radiometern um Fernerkundungsalgorithmen zur Ableitung von Flüssig- und Eiswassergehalt oder Partikelgröße zu entwickeln. Während der Messkampagne BBC1 (*Baltex Bridge Campaign*, Crewell et al., 2004) in Cabauw, Niederlande, wurden verschiedene Wolkenradare und Mikrowellenradiometer eingesetzt, um räumlich und zeitlich hoch aufgelöst Wolken fernzuerkunden. Mittlerweile werden auch Flugzeuge mit LIDAR-



**Abbildung 2.1:** Schemazeichnung der Funktionsweise des flugzeuggetragenen LIDAR-Messgerätes THOR; aus: Cahalan et al. (2005a).

Messgeräten ausgestattet (THOR, Cahalan et al., 2005a). Abbildung 2.1 zeigt schematisch diese Art der Anwendung. Mit ihr sollen die interne Struktur und die Dicke von stark streuenden Medien wie dicken Wolken oder Meereis bestimmt werden. Flugzeuge sind außerdem typischerweise mit Spektrometern ausgerüstet, die Größenverteilungen von Wolkenhydrometeoren messen. Auch aus diesen Messungen lassen sich Profile des Wolkenflüssigwassergehaltes ableiten.

In letzter Zeit werden verstärkt Anstrengungen unternommen, verschiedene Bodennessverfahren zu kombinieren, um einen besseren Erfolg bei der Beschreibung der Wolken oder aber zumindest der Atmosphärensäule zu erzielen. So kombinierten Frisch et al. (1998) oder auch Löhnert et al. (2001) Messungen eines Mikrowellenradiometers mit einem Wolkenradar und leiteten erfolgreich den LWC ab. Mehrkanalmikrowellenradiometer eignen sich deshalb gut zur Profilierung der Atmosphäre, da die Wolken in diesem Spektralbereich semitransparent sind. Mit der 'integrated profiling technique' (IPT) von Löhnert et al. (2004) werden mittels der Methode der optimalen Abschätzung verschiedene aktive und passive Messverfahren miteinander verbunden. Aus Messungen eines Mehrkanalmikrowellenradiometers, eines Wolkenradars, eines Lidar-Ceilometers, Radiosondenmessungen sowie Messungen der meteorologischen Eigenschaften können physikalisch konsistente Profile der Temperatur, der Feuchte und des Wolkenwassergehaltes abgeleitet werden.

Seit Ende der 70er Jahre kam zu den boden- und flugzeuggebundenen Fernerkundungsmethoden die Satellitenfernerkundung hinzu. Mittlerweile ist sie in allen Feldern der Geowissenschaften etabliert. Besonders ihre nahezu global flächendeckende Anwendung mit zeitlich immer besser aufgelösten Messungen hat sie zu einer Möglichkeit gemacht, die Erde in den unterschiedlichsten Bereichen fernzuerkunden. Die Anwendung ist vielfältig, so können zum Beispiel Wasseroberflächentemperatur, Seegang und

Chlorophyllgehalt aus Satellitenmessungen abgeleitet werden. Natürlich werden Fernerkundungsverfahren auch zur Beschreibung der Atmosphäre und speziell der Wolkenverteilung und ihrer Struktur eingesetzt.

International existieren verschiedene Projekte, um größtmöglichen Nutzen aus Satellitenmessungen zu erlangen. Das *International Satellite Cloud Climatology Project* (ISCCP) sammelt operationelle Satellitenmessungen von Wolken. Ziel des Projektes ist die Untersuchung der Rolle der Wolken im Klima (z. B. Schiffer und Rossow, 1983). Verwendet werden die Kanäle des AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) und der geostationären Satelliten im sichtbaren und thermischen Spektralbereich. Eine Klassifizierung der vorherrschenden Bewölkung erfolgt neben der optischen Dicke auch über die Abschätzung der Wolkenhöhe.

Die *Satellite Application Facility on Climate Monitoring* (CM-SAF) beschäftigt sich neben anderen Zielen ebenfalls mit der Erstellung von Algorithmen zur Bestimmung von Wolkenparametern. Dieses Projekt beschränkt sich dabei hauptsächlich auf den Bereich von 60° W - 60° O, der im Wesentlichen von METEOSAT8 (Entwicklungsname MSG - *Meteosat Second Generation*) abgedeckt wird. Dieser neueste operationelle Wettersatellit von EUMETSAT verfügt über insgesamt 12 spektrale Kanäle, wobei auch die spektralen Bereiche der AVHRR-Kanäle ( $\lambda = 0.6, 1.6$  und  $3.7 \mu\text{m}$ ) abgedeckt werden, wie sie im ISCCP verwendet werden.

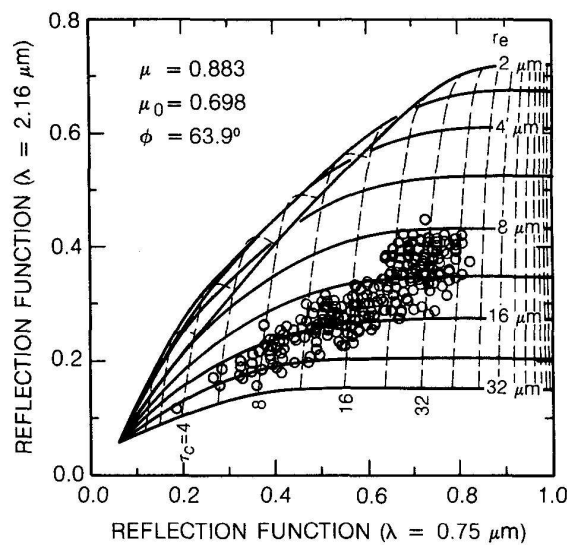
Die neuesten Ansätze in der Satellitenfernerkundung zielen auf die Synergie zwischen aktiver und passiver Fernerkundung ab. So sollen zum Beispiel mit dem sogenannten 'A-train' der NASA fünf Satelliten (Aqua, CloudSat, Calipso, Parosol und Aura), hintereinanderfliegend in einem zeitlichen Abstand von acht Minuten, betrieben werden. Die Satelliten verfügen über zum Teil unterschiedliche Messgeräte. Mit dieser Anordnung lassen sich Wolkensysteme vollständig unter unterschiedlichen Winkeln auch in ihrer zeitlichen Entwicklung fernerkunden. So soll auf CloudSat ein 95 GHz Wolkenradar betrieben werden, mit dem nicht nur die äußere sondern auch die innere Struktur der Wolke vermessen werden kann. In Kombination mit Radiometern auf den folgenden Satelliten können so Struktur und Strahlungseigenschaft der untersuchten Wolke in Beziehung gesetzt werden. Einen ähnlichen Ansatz verfolgt das Projekt 'EarthCare' (*Earth Clouds, Aerosols and Radiation Explorer*) der Weltraumbehörden Japans (JAXA) und Europas (ESA). Hierbei sollen zwei aktive (Lidar und Radar) und zwei passive (abbildender Multispektralsensor und Breitbandradiometer) Messgeräte auf einem Satelliten zusammengefasst werden, um einen noch genaueren Bezug der Messungen auf ein nahezu unverändertes Wolkensystem zu gewährleisten. Die beiden aktiven Messgeräte dienen der Ableitung vertikaler Profile von Aerosolen und Wolkenparametern, das abbildende Gerät der Bestimmung meteorologischer Größen. Das Radiometer liefert, als Referenz zu den abgeleiteten Profilen, die zugehörigen Strahlungsgrößen.

Hansen und Pollack modellierten 1970 spektrale Reflexionsfunktionen für Wasserwolken. Sie berechneten hierzu die Einfachstreuung für repräsentative Tropfengrößenverteilungen nach der MIE-Theorie und weiteten diese Berechnungen auf die gesamte Wolke aus. Die so erzielten Ergebnisse verglichen sie mit beobachteten Reflexionen im Nah-Infrarot und zeigten so, dass es möglich ist, aus spektralen Variationen der Reflexion auf optische Dicke sowie auf Teilchengröße und -phase von Wasser- und Eiswolken zu schließen.

Seitdem wurden weitere Methoden zur Wolkenfernerkundung entwickelt. Arking und Childs (1985) benutzten einen vierstufigen Algorithmus bestehend aus Schwellwerttests und Strahldichtemessungen bei verschiedenen Wellenlängen, um aus Satellitenbildern (AVHRR) Wolkenbedeckung und Wolkeneigenschaften zu ermitteln. King (1987) beschritt einen neuen Weg. Er verglich, ähnlich dem Ansatz von Hansen und Pollack (1970), Messungen der Reflexion mit modellierten Ergebnissen. Dabei entwickelte er die Reflexionsfunktion für verschiedene optische Dicken asymptotisch. Somit kann zeitnah die optische Dicke aus den Messungen der Reflexion bestimmt werden. Auch heute noch besteht das typische Vorgehen Wolkeneigenschaften fernzuerkunden in dem Vergleich von Messungen mit Ergebnissen aus Strahlungstransportrechnungen, in denen die Strahlungseigenschaften genau den Wolkeneigenschaften zugeordnet werden können. Allerdings werden bis heute vorwiegend eindimensionale Strahlungstransportmodelle für die Vergleichsrechnungen verwendet.

Die Dimension eines Wolkenfeldes bestimmt sich im Allgemeinen aus der Anzahl der Richtungen, in der eine Variation der Wolkeneigenschaften zugelassen ist. So spricht man im Strahlungstransport von eindimensional, wenn eine Wolke horizontal ( $x$ ) homogen, vertikal ( $z$ ) jedoch inhomogen beschrieben ist. Eine zweite Dimension kommt hinzu, wenn neben der vertikalen ( $z$ ) auch in einer horizontalen ( $x$ ) Richtung eine Inhomogenität zugelassen wird. Vollständig dreidimensionale Wolken sind sowohl in der vertikalen ( $z$ ) Ausdehnung sowie in beiden horizontalen ( $x, y$ ) Richtungen inhomogen. Berücksichtigt man zusätzlich die zeitliche Entwicklung eines Wolkensystems, so spricht man von vierdimensional.

Nakajima und King (1990) entwickelten eine physikalische Methode um aus reflektierter solarer Strahlung optische Dicke und effektiven Tropfenradius zu bestimmen. Dieser Ansatz hat sich in der operationellen Fernerkundung durchgesetzt, basiert allerdings auf Strahlungstransportrechnungen in eindimensionalen Wolken. Abbildung 2.2 zeigt einen von Nakajima und King (1990) erzeugten 'lookup table' für Wasserwolken. Er zeigt die Berechnungen der Strahldichte bei zwei Wellenlängen für Wolken fester optischer Dicke und effektivem Radius. Durch einen Vergleich der gemessenen Strahldichten beider Wellenlängen können mit dieser Tabelle die zugehörigen Wolkeneigenschaften bestimmt werden. Ähnliche Ansätze haben die Arbeiten von Nakajima et al. (1991) und

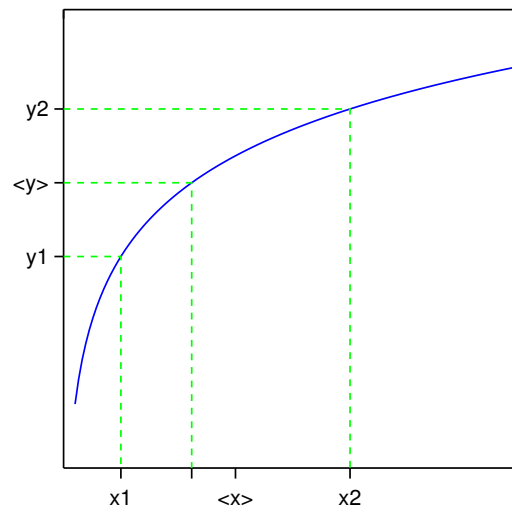


**Abbildung 2.2:** Theoretische Beziehung zwischen den Reflexionsfunktionen bei  $\lambda=0.75$  und  $2.16 \mu\text{m}$  für unterschiedliche Werte der optischen Dicke der Wolken und des effektiven Tröpfchenradius; aus Nakajima und King (1990).

Platnick und Valero (1995). All diese Methoden beruhen im Wesentlichen darauf, dass allein die Intensität von an Wolken reflektiertem Sonnenlicht als ausreichend angesehen wird, um Aussagen über ihre optische Dicke sowie deren mikrophysikalische Eigenschaften wie z. B. thermodynamische Phase und mittlere Teilchengröße zu machen. Allgemeines Prinzip ist die Ausnutzung der unterschiedlichen Sensitivität der Reflexionsfunktion auf verschiedene Wolkeneigenschaften. Während die Reflexionsfunktion bei nicht-absorbierenden Wellenlängen im Sichtbaren hauptsächlich von der optischen Dicke abhängt, spielt in Wellenlängenbereichen, in denen zu der Streuung die Absorption hinzukommt, auch die Größe der Tropfen eine Rolle. Somit ist die Reflexionsfunktion hier zusätzlich eine Funktion des effektiven Radius.

Der Strahlungstransport in eindimensionaler Umgebung führt aufgrund der fehlenden Verknüpfung horizontal benachbarter Wolkenbereiche zu fehlerhaften Ergebnissen. Beobachtungen (Manson, 1971; Paltridge, 1974; Platt, 1976; Noonkester, 1984) belegen, dass Wolken sowohl horizontal als auch vertikal inhomogen sind. Manson (1971) fand in Kumulus- und Stratokumuluswolken eine Variation des LWC und der Tropfenverteilung mit der Höhe. Dies induziert wiederum vertikal inhomogene Streu- und Absorptionseigenschaften innerhalb einer Wolke. Dass eine reale Wolke nicht mit einer plan-parallelen homogenen Wolke zu vergleichen ist, führt somit zu Fehlern in der Berechnung der Strahlungsgrößen. Aus dem gleichen Grund ist die Ableitung der Wolkeneigenschaften wie optischer Dicke oder effektivem Radius auf der Basis von Strahlungstransportmodellergebnissen fehlerhaft.

Obwohl die Fehlerhaftigkeit der Annahme einer plan-parallelen Wolke hinlänglich be-



**Abbildung 2.3:** Schemazeichnung zur Darstellung des plan-parallel-Fehlers. Die Kurve zeigt einen vergleichbaren Zusammenhang wie zwischen Strahldichte und optischer Dicke der Wolken. Das nicht-lineare Verhalten führt zu einem Unterschied in  $x$ , wenn über  $y$  gemittelt wird und umgekehrt.

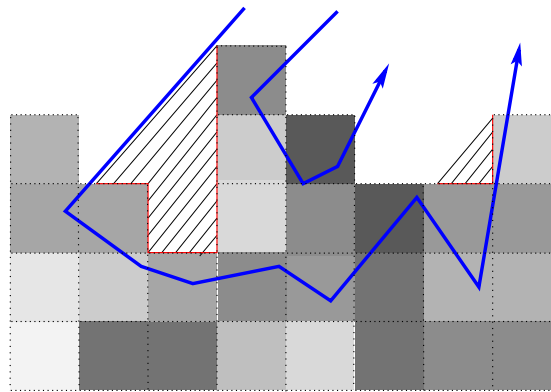
kannt ist, beruhen auch heute noch nahezu alle Fernerkundungsalgorithmen auf eindimensionalen Modellrechnungen. So zeigen Platnick et al. (2001) eine Möglichkeit, durch die Nutzung zweier Wellenlängen aus dem NIR Spektralbereich ( $1.6\ \mu\text{m}/2.1$  oder  $3.7\ \mu\text{m}$ ) optische Dicke und effektiven Radius auch über Eis- und Schneeoberflächen zu bestimmen. Sie griffen aber auch auf das von Nakajima und King (1990) eingeführte Ableitungsverfahren zurück, welches auf eindimensionalen Modellrechnungen beruht.

Um radiometrische Eigenschaften wie Flüsse oder Strahldichten zu berechnen, die auf inhomogenen Eingangsdaten beruhen benötigt man exakte Lösungen der Strahlungstransportgleichung. Seit ca. 15 Jahren haben verschiedene Arbeiten gezeigt, dass die reflektierte Strahlung bei inhomogenen Wolken signifikant und systematisch unterschiedlich zu der Reflexion an homogenen Wolken ist (z. B. Barker und Davis, 1992; Kobayashi, 1993; Varnai, 2000). Aber auch bei der Verwendung von plan-parallelen Ansätzen kommt es zu Fehlern. Loeb und Davies (1996) fanden bei dem Vergleich von plan-parallelen Modellergebnissen mit Beobachtungen für ansteigende Sonnenzenithwinkel eine systematische Verschiebung hin zu größeren Werten der optischen Dicke. Buriez et al. (2001) untersuchen POLDER-Satellitenmessungen der Reflexion. Aus diesen Messungen leiteten sie Wolkeneigenschaften mit einem operationellen Algorithmus ab, der auf einem plan-parallelen Modell mit festen Wolkeneigenschaften basiert. Mit diesen abgeleiteten Größen berechneten sie neue Reflexionen und fanden im Vergleich mit der operationellen Methode einen signifikanten winkelabhängigen Fehler, der besonders deutlich im Bereich der Vorwärtsstreuung auftritt. Cahalan et al. (1994) quantifizieren diesen

Effekt mithilfe der IPA ('Independent Pixel Approximation') Methode. Bei der IPA werden für benachbarte Wolkensäulen unabhängig voneinander Strahlungstransportrechnungen durchgeführt. Diese Methode ermöglicht es mit einem eindimensionalen Strahlungstransportmodell aus der Kombination verschiedener plan-paralleler Wolkensäulen eine dreidimensional inhomogene Wolke zu simulieren. Allerdings werden die für die vollständige Beschreibung des dreidimensionalen Strahlungstransportes nötigen Horizontaltransporte innerhalb einer Wolke vernachlässigt. Der aus dem Vergleich von IPA Ergebnissen mit Berechnungen für plan-parallele Wolken bestimmte 'plane-parallel albedo bias' zeigt eine systematische Überschätzung der Wolkenalbedo und somit eine Unterschätzung der optischen Dicke. Dies ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Aufgetragen ist der typische Zusammenhang zwischen Wolkeneigenschaft (z. B. optische Dicke) auf der Abszisse und Reflexion auf der Ordinate. Man erkennt leicht, dass es aufgrund der Form der Kurve zu einer Unterschätzung des zugehörigen Wertes auf der Abszisse kommen muss. Aber auch die Verwendung der IPA wirft Fehler auf. Nettohorizontaltransporte innerhalb einer inhomogenen Wolke führen zu einer Glättung (engl. *radiative smoothing*) räumlicher Strahldichtefelder (z. B. Marshak et al., 1995a,b). Varnai und Marshak (2001) schätzten den Fehler durch die Nichtberücksichtigung der horizontalen Wolkenvariabilität ab und stellten einen 'root mean square' (rms) von 3-5 (bei  $\Theta_0 = 60^\circ$ ) für der Ableitung der optischen Dicke fest. Außerdem zeigten sie eine Zunahme dieses 3D-Effektes mit der Wolkenhelligkeit und dem Sonnenzenithwinkel. Davis et al. (1997) untersuchten den Skalenbruch eines Strahldichtefeldes. Der Skalenbruch tritt in der Darstellung des Strahldichtefeldes als Energiespektrum auf. Für eine Skala größer 200-400 m folgt das Wellenzahlspektrum dem Potenzgesetz  $k^{-5/3}$ . Werden die Skalen kleiner, bis ca. 50-100 m, so ändert sich der Exponent zu einer Beziehung von  $k^{-3}$ . Dieser Wechsel des Exponenten im Potenzgesetz wird von Davis et al. (1997) mit einer horizontalen Verbreitung der Photonen erklärt. Dies bedeutet, dass die Horizontaltransporte innerhalb der Wolke nur auf kleinen Skalen einen Einfluss haben und zu einem geglätteten Strahldichtefeld führen. Loeb et al. (1997, 1998), Varnai und Davies (1999) sowie Iwabuchi und Hayasaka (2002) hingegen stellten eine Sensitivität des 3D-Effektes bezüglich der Wolktoberkantenhöhe fest. Sie halten diesen Einfluss für wichtiger als den aufgrund der internen Inhomogenität einer Wolke.

Eine Abschätzung der 3D-Effekte Schärfung (engl. *sharpening*) oder Abschattung (engl. *shadowing*) und Strahlungsglättung (engl. *smoothing*) wird von Varnai (2000) gezeigt. Beide Effekte wirken einander entgegen. Die Schärfung erhöht die Varianz in einem Helligkeitsfeld der Wolke. Photonen, die aus dem Inneren der Wolke nach oben gestreut werden können nach dem Austritt aus der Wolke noch einmal in Wolkentürme eintreten. Bei niedrigem Sonnenstand treten außerdem Photonen durch die Wolkenseiten ein. Diese Pixel erhalten also einen zusätzlichen Anteil an Strahlung und werfen gleichzeitig Schatten auf die benachbarten Wolkenregionen, wirken also im Vergleich mit der Umgebung



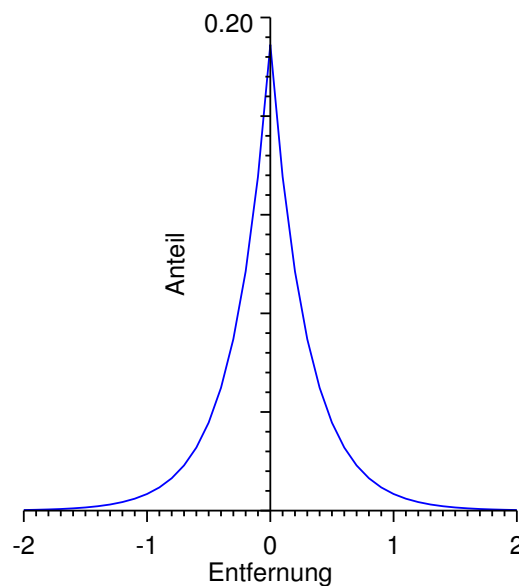


**Abbildung 2.4:** Schemazeichnung des 3D-Effektes. Die Grauschattierung deutet die optische Dicke der jeweiligen Wolkenbox an. Unterschiedliche Wolkenoberkantenhöhen und unterschiedlich optisch dicke Wolkenbereiche führen zu Abschattung und Horizontaltransport der Photonen in der Wolke.

heller. Strahlungsglättung hingegen reduziert die Varianz innerhalb eines Feldes. Sie beschreibt im Wesentlichen die oben schon erwähnten Effekte der Horizontaltransporte. Abbildung 2.4 stellt die beiden 3D-Effekte schematisch dar. Beide Effekte wirken allerdings auf zum Teil unterschiedlicher Skalen. Der Strahlungsglättungseffekt beeinflusst hauptsächlich die kleinskalige Variabilität, wie von Davis et al. (1997) gezeigt, während der Verschärfungseffekt auch, abhängig von der Wolkenstruktur und dem Sonnenstand, auf größeren Skalen Einfluss haben kann. Varnai (2000) fand in seinen Studien heraus, dass sich besonders der Abschattungseffekt auf alle drei Momente (Mittelwert, Standardabweichung und Schiefe) hochaufgelöster Strahldichtefelder auswirkt. Desweiteren findet er eine starke Abhängigkeit des 3D-Effektes vom Sonnenstand. Es kommt also bei der Ableitung der optischen Dicke aus Messungen der reflektierten Strahldichte insgesamt zu einem Fehler, wenn 3D-Effekte nicht berücksichtigt werden.

Mit der gesteigerten Computerleistung ist es heute möglich, Ableitungsverfahren zu entwickeln, die nicht mehr auf eindimensionale Strahlungstransportsimulationen angewiesen sind. Es ist zwar zur Zeit nicht möglich, dreidimensionale Wolkenfelder zu messen, allerdings existieren eine Reihe von Modellen, die in der Lage sind realistische Wolkenfelder zu erzeugen (z. B. Venema et al., 2006; Duynkerke, 2004; Scheirer und Schmidt, 2005). Außerdem stehen Strahlungstransportmodelle zur Verfügung, die hochaufgelöst dreidimensionale Strahlungstransportprobleme exakt lösen können (z.B. Evans, 1998; Macke et al., 1999).

Mit diesen neuen Möglichkeiten können auch komplexe Analysen des Einflusses der vertikalen und horizontalen Wolkenstruktur erstellt werden. So untersuchten z. B. Scheirer und Macke (2003) den Horizontaltransport von Photonen in dreidimensionalen Wolkenfeldern und fanden eine Abhängigkeit vom Sonnenstand. Marshak et al. (1998) stellten eine Arbeit vor, in der gezeigt wird, dass der Horizontaltransport innerhalb ei-



**Abbildung 2.5:** Schemazeichnung einer Ausbreitungsfunktion eines LIDAR-Pulses. Auf der Abszisse ist die räumliche Entfernung, auf der Ordinate der Beitrag an der Reflexion aufgetragen.

ner Wolke mittels einer Greenschen Funktion beschrieben werden kann. Die Greensche Funktion verhält sich ähnlich der Ausbreitungsfunktion eines LIDAR-Impulses in einer homogenen Wolke. Abbildung 2.5 zeigt solch eine Ausbreitungsfunktion (engl. *point spread function*), wie sie bei einer mit einem LIDAR aus der Nadir-Richtung beschossenen homogenen Wolke entsteht. Der Kurvenverlauf stellt die Reflexion des beschossenen und seiner benachbarten Pixel dar. Man erkennt, dass die meiste Information aus dem direkt getroffenen Pixel stammt und der Informationsgehalt mit der Entfernung abnimmt. Zinner (2005) nutzte die von Marshak et al. (1998) beschriebene Möglichkeit, den Horizontaltransport darzustellen. Er gibt die Unterschiede zwischen 3D- und IPA-Rechnung, die 3D-Effekte, als Greensche Funktion an. Somit kann er eine IPA-Modellrechnung in Kombination mit der Ausbreitungsfunktion iterativ an Beobachtungen, die alle 3D-Effekte enthalten anpassen. Platnick (2000a) stellte eine Möglichkeit vor, den horizontalen Photonentransport zu approximieren. Hierzu bestimmte er den rms-Fehler des horizontalen Photonentransports analytisch. Dieser ist durch die durchschnittliche Anzahl der Streuereignisse, die Einfachstreueralbedo <sup>1</sup> und den Asymmetrieparameter <sup>2</sup> beschrieben. Somit lässt sich der Fehler plan-paralleler Strahlungstransportrechnungen reduzieren. Neben dieser Untersuchung der Rolle der horizontalen Inhomogenität wird auch der Einfluss der vertikalen Wolkeninhomogenität berücksichtigt. Li et al. (1994) und später Platnick (2000b) untersuchten den vertikalen Photonentransport in plan-parallelen, ver-

<sup>1</sup>Verhältnis aus Streu- zu Extinktionskoeffizient (siehe Kap. 3)

<sup>2</sup>Maß für die vorherrschende Streurichtung (siehe Kap. 3)

tikal inhomogenen Wolken. Hierzu stellte Platnick (2000b) vertikale Gewichtsfunktionen auf, die auf zwei verschiedene Arten bestimmt wurden. Eine Möglichkeit ist die Untersuchung der Eindringtiefe der Photonen. Durch einen Vergleich der Reflexionen einer bestimmten Schicht lässt sich angeben, wie der Beitrag dieser Schicht zu der reflektierten Strahlung ist. Hierbei wird berücksichtigt, dass nur die Photonen dazu beitragen können, die in die beobachtete Schicht eindringen. Als zweite Möglichkeit zur Bestimmung einer vertikalen Gewichtsfunktion schlägt Platnick (2000b) vor, die Anzahl der Streuprozesse innerhalb einer Schicht zu zählen. Mittels der so bestimmten Gewichtsfunktionen ist es möglich, abgeleitete effektive Radien mit dem Einfluss der vertikalen Inhomogenität zu korrigieren.



## Kapitel 3

# Das Strahlungstransportproblem

Die Erde erhält nahezu ihre gesamte Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung von der Sonne. Das elektromagnetische Spektrum der solaren Strahlung erstreckt sich von der Röntgenstrahlung ( $\lambda < 10^{-12}\text{m}$ ) bis zu den Radiowellen ( $\lambda < 10^5\text{m}$ ). Der größte Teil der Energie befindet sich in den Bereichen Ultraviolett (UV:  $\lambda = 0.3\text{ }\mu\text{m} - 0.4\text{ }\mu\text{m}$ ), Sichtbar (VIS:  $\lambda = 0.4\text{ }\mu\text{m} - 0.73\text{ }\mu\text{m}$ ) und nahes Infrarot (NIR:  $\lambda = 0.73\text{ }\mu\text{m} - 4.0\text{ }\mu\text{m}$ ). Diese werden zu dem kurzwelligen Spektralbereich ( $0.2\text{ }\mu\text{m} < \lambda < 4\text{ }\mu\text{m}$ ) zusammengefasst. Vom langwelligen, terrestrischen Spektralbereich, der die thermische Ausstrahlung beschreibt, spricht man bei Wellenlängen von  $4\text{ }\mu\text{m} < \lambda < 1\text{ mm}$ . Teile dieses Bereiches werden als thermisches und fernes Infrarot bezeichnet. Da sich der kurzwellige und der langwellige Spektralbereich kaum überschneiden und Medien in den verschiedenen Spektralbereichen unterschiedliche Wechselwirkungen mit der Strahlung eingehen, lassen sie sich sehr gut als unterschiedliche Informationsquellen zur Beschreibung der Atmosphäre verwenden. Dies findet in der Fernerkundung unterschiedlichster atmosphärischer und ozeanographischer Eigenschaften Anwendung. So werden zum Beispiel der Wasserdampfgehalt in der Atmosphäre oder die Wellenhöhen der Ozeane mit Mikrowellenradiometern fernerkundet. Da, wie oben erwähnt, Strahlung aus unterschiedlichen spektralen Bereichen unterschiedliche Informationen trägt, können zum Beispiel mikrophysikalische Wolkeneigenschaften durch den Vergleich von Messungen bei verschiedenen Wellenlängen abgeleitet werden. Das schon in Kapitel 2 erwähnte Verfahren von Nakajima und King (1990) dient der Bestimmung der optischen Dicke und des effektiven Tropfenradius von Wolken. Hierbei wird ausgenutzt, dass zum Beispiel die Tröpfchengröße die Reflexion von Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge unterschiedlich beeinflusst. So wird in der Arbeit von Nakajima und King (1990) die Reflexion von Wolken bei  $\lambda = 0.75\text{ }\mu\text{m}$  des sichtbaren und  $\lambda = 2.16\text{ }\mu\text{m}$  des infraroten Spektralbereiches miteinander verglichen. Zuerst einmal soll aber auf die Grundlagen der Wechselwirkung von Strahlung und Materie eingegangen werden.

Durchquert elektromagnetische Strahlung ein Medium, in diesem Fall die bewölkte Atmosphäre, erfährt sie zwei Arten von Wechselwirkung: Absorption und Streuung. In diesem Kapitel werden die Grundlagen zur Modellierung dieser Prozesse kurz erläutert. Es werden einige Begriffe eingeführt, die für die weitere Arbeit und insgesamt in der Strahlungstransportproblematik von Bedeutung sind.

### 3.1 Begriffsdefinitionen

Neben Größe, Form und Konzentration von Partikeln in der Atmosphäre beeinflussen auch deren chemische Zusammensetzung und thermodynamische Eigenschaften wie Phase und Temperatur den Strahlungstransport.

Streuung bedeutet Ablenkung der Strahlung aus ihrer Einfallsrichtung. Alle Teilchen in einem Medium sind in der Lage zu streuen. Allerdings hängt die Art der Streuung von den Eigenschaften der Streukörper ab. So unterscheidet man zum Beispiel bei der Anwendung auf den Strahlungstransport in Wolken grundsätzlich die Streueigenschaften von Wassertropfen und Eiskristallen. Da in dieser Studie nur reine Wasserwolken eine Rolle spielen, beziehen sich die weiteren Ausführungen auf Wassertropfen.

Der Volumenstreuoeffizient  $\beta_s$  beschreibt das Verhältnis aus Streuquerschnitt  $\sigma_s$  und Volumenelement  $dV$

$$\beta_s = \frac{\sigma_s}{dV}. \quad (3.1)$$

Das Verhältnis aus Streuquerschnitt  $\sigma_s$  und geometrischem Querschnitt  $G$  des Streupartners gibt die Streueffizienz  $Q_s$

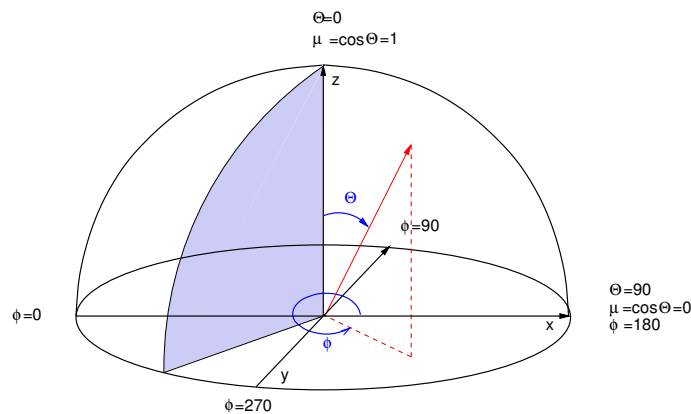
$$Q_s = \frac{\sigma_s}{G} \quad (3.2)$$

an.

Formuliert man die Streuung an einem Partikel in Abhängigkeit von der Richtung der einfallenden und der gestreuten Strahlung, so muss die Streufunktion  $P$  (engl. *phase function*) berücksichtigt werden.

In Abbildung 3.1 ist die geometrische Bedeutung einiger im Folgenden verwendeter Winkel dargestellt. Die Positionen von Sonne und Detektor sind eindeutig durch ihren Zenitwinkel  $\Theta$  und ihren Azimutwinkel  $\Phi$  beschrieben. In der Literatur wird oft anstelle von  $\Theta$  dessen Kosinus ( $\cos\Theta = \mu$ ) verwendet. Der Zenitwinkel wird von der Senkrechten aus gemessen und ist Null, wenn Sonne/Detektor über einer Ebene stehen, der Azimut verläuft in der Ebene senkrecht zu  $\Theta = 0^\circ$ .

Die Streufunktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit für die Streuung in eine bestimmte Richtung  $\Theta_s = (\Theta, \phi, \Theta', \phi')$  und ist das erste Matrixelement in der ersten Zeile und

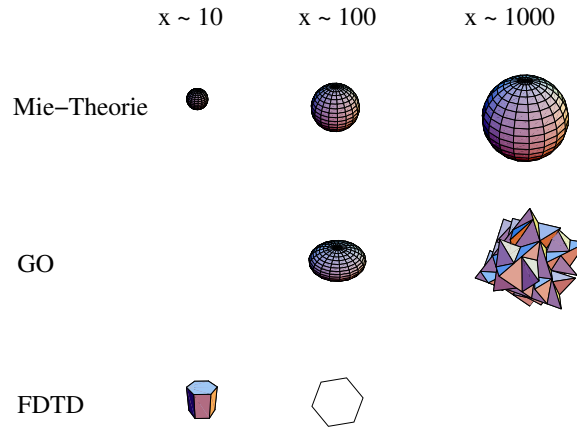


**Abbildung 3.1:** Bedeutung einiger geometrischer Größen.

der ersten Spalte der Streumatrix  $\mathbf{P}(\Theta)$  (Hansen und Travis, 1974). Diese gibt die Winkelverteilung der Intensität und der Polarisation der gestreuten Strahlung an und hängt von der relativen Richtungsdivergenz der einfallenden Strahldichte  $(\Theta, \phi)$  zur gestreuten Strahldichte  $(\Theta', \phi')$  ab.

Zur Bestimmung der Streuung existieren eine Reihe verschiedenster Ansätze. Eine Auswahl ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Wahl der geeigneten Methode hängt im Wesentlichen von der Größe der Streukörper, angegeben durch den Größenparameter  $x = 2\pi r/\lambda$ , dem Verhältnis aus Partikelradius  $r$  und Wellenlänge  $\lambda$ , und der Form des Streukörpers ab. So findet zum Beispiel die MIE-Theorie (Mie, 1908) bei Kugeln jeder Größe Anwendung, während die Geometrische Optik (GO) für die Bestimmung des Streuverhaltens von großen, nicht-sphärischen Partikeln verwendet wird. Ist ein Partikel sehr viel größer als die Wellenlänge, so kann das Licht durch einzelne Strahlen beschrieben werden. Diese erfahren in der Wechselwirkung mit dem Streupartner Beugung, Reflexion und Brechung. In diesem Fall kann die Winkelverteilung des gestreuten Lichts mit der Geometrischen Optik numerisch sehr genau bestimmt werden. Diese Methode wird häufig zur Bestimmung der Streufunktion von Streuung an Eiskristallen angewendet. Weitere Methoden, die Streufunktionen komplexstrukturierter Partikel unterschiedlicher Größe und Phase zu bestimmen, sind unter anderem die 'Finite Difference Time Domain'-Methode (FDTD) oder die 'T-Matrix'-Methode (zum Beispiel beschrieben in Liou, 2002). Im Folgenden wird allerdings nur die MIE-Theorie näher beschrieben.

Die MIE-Theorie lässt sich direkt aus den MAXWELL-Gleichungen, die die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Medium beschreiben, herleiten. Die vier MAXWELL-Gleichungen können unter bestimmten Voraussetzungen zu zwei Gleichungen



**Abbildung 3.2:** Darstellung verschiedener Streutheorien und ihre Zuordnung zu Form und Größenparametern der Streupartner.

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (3.3)$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0 \quad (3.4)$$

; E : elektrisches Feld  
H : magnetisches Feld  
k : Wellenzahl

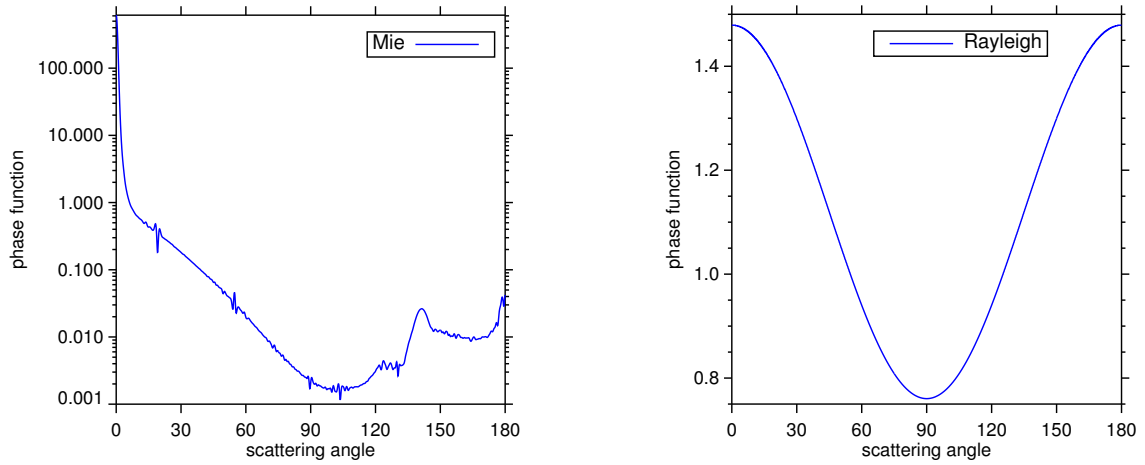
zusammengefasst werden, die in ihrer Form der Wellengleichung ähneln. Der Lösungsansatz einer Wellengleichung gilt auch hier. Man erhält drei separate Differentialgleichungen, deren Lösungen jeweils sphärische Besselfunktionen oder Legendrefunktionen sind. Verbindet man die einzelnen Lösungen der Differentialgleichungen, ergeben sich zwei linear unabhängige Lösungen, nach denen für die Felder E und H eine Reihenentwicklung durchgeführt wird. Am Ende gelangt man zu einer Beschreibung des Zusammenhanges der einfallenden Welle und der gestreuten Welle, die in der Streumatrix durch die Parameter

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n + b_n \tau_n] \quad (3.5)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n + a_n \tau_n] \quad (3.6)$$

beschrieben wird. Dabei sind  $\pi_n$  und  $\tau_n$  Legendrepolynome, die nur von dem Streuwinkel abhängen. Die Bestimmung der Koeffizienten  $a_n$  und  $b_n$  stellt den Kern der MIE-Theorie dar (van de Hulst, 1957). Sie setzen sich im Wesentlichen aus Riccati-Besselfunktionen und sphärischen Besselfunktionen zusammen. Die zugehörigen Koeffizienten sind nun nur noch von dem Größenparameter  $x$  mit dem Partikelradius  $r$  und dem





(a) MIE-Streufunktion für  $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ ,  
 $r_{\text{eff}} = 10.0 \mu\text{m}$

(b) RAYLEIGH-Streufunktion für  
 $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$

**Abbildung 3.3:** Streufunktionen berechnet nach der MIE- und der RAYLEIGH-Streutheorie.

Brechungsindex  $n$  abhängig, womit das Problem der Streuung an einer Kugel gelöst ist.

Nun lassen sich andere physikalische Parameter wie zum Beispiel Streueffizienz  $Q_s$  oder Asymmetrieparameter  $g$  als Funktion von  $a_n$  und  $b_n$  darstellen. Ein Stern (\*) stellt hierbei den komplex konjugierten Wert dar. Die Streufunktion  $P(\Theta)$  (Abb. 3.3 (a)), die Streueffizienz und der Asymmetrieparameter ergeben sich zu:

$$P(\Theta) = \frac{4\pi}{2k^2\sigma_s} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*), \quad (3.7)$$

$$Q_s = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (a_n a_n^* + b_n b_n^*), \quad (3.8)$$

$$g = \frac{4}{x^2 Q_s} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{n(n+2)}{(n+1)} \text{Re}(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) + \frac{2n+1}{n(n+1)} \text{Re}(a_n b_n^*) \right]. \quad (3.9)$$

Für große Partikel ist die MIE-Streufunktion durch einen starken Vorwärtsstreuanteil gekennzeichnet.

Die Streuung an Molekülen, die im Vergleich mit der Wellenlänge klein sind, wird durch die RAYLEIGH-Streutheorie beschrieben. Sie ist ein Sonderfall der Mie-Theorie. Die RAYLEIGH-Beziehung für die Intensität von gestreutem Licht an kleinen Partikeln lautet nach Hansen und Travis (1974):

$$I(\Theta) = I_0 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \alpha_p^2 \frac{1}{2} (1 + \cos^2(\Theta)). \quad (3.10)$$

;  $I$  : Intensität des gestreuten Lichts  
 $I_0$  : Intensität des einfallenden Lichts  
 $\alpha_p$  : Polarisierbarkeit

Für die Streufunktion  $P(\Theta)$  (Abb. 3.3(b)) ergibt sich :

$$P(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\Theta)). \quad (3.11)$$

Aus beiden Gleichungen lässt sich unter Berücksichtigung von Streueigenschaften bei Molekülen für die gestreute Intensität folgende Proportionalität ableiten:

$$I(\Theta) \approx 1/\lambda^4. \quad (3.12)$$

Die RAYLEIGH-Streuung ist durch jeweils gleichgewichtete Vor- und Rückstreuung sowie Seitwärtsstreuung gekennzeichnet.

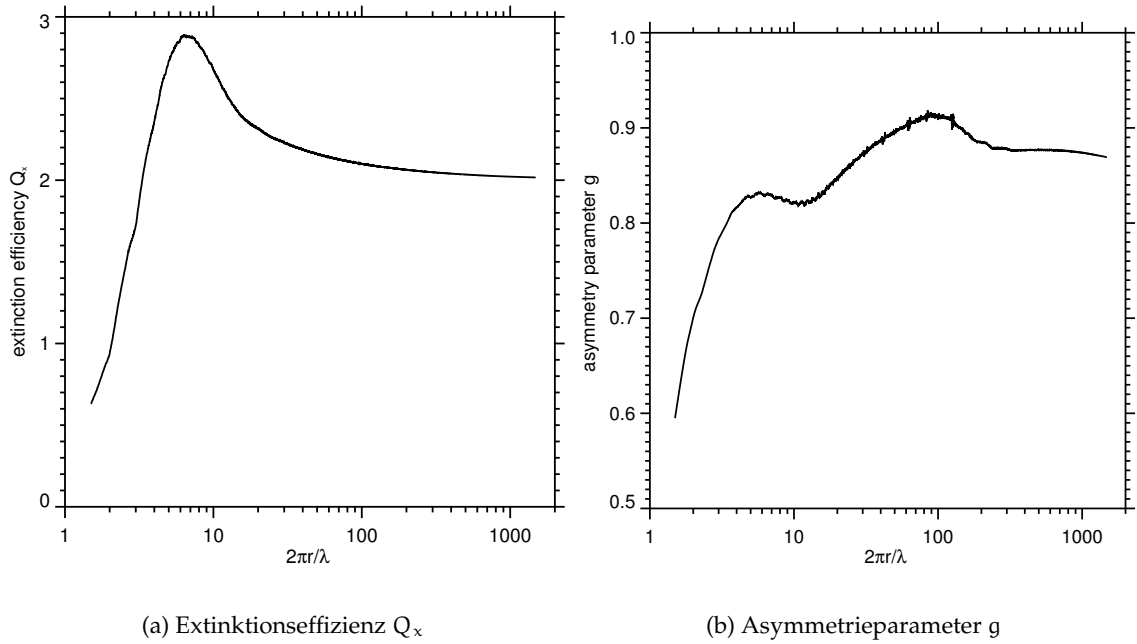
Bei einer Wechselwirkung zwischen Strahlung und Medium wird Energie auch absorbiert. In gleicher Weise wie für die Streuung lassen sich Absorptionskoeffizient  $\beta_a$ , Absorptionsquerschnitt  $\sigma_a$  und Absorptionseffizienz  $Q_a$  beschreiben. Die Kombination aus den beiden Prozessen Absorption und Streuung beschreibt die Extinktion. Zusammen mit dem Volumenabsorptionskoeffizient  $\beta_a$  bildet der Volumenstreuoeffizient  $\beta_s$  den Volumenextinktionskoeffizienten

$$\beta_x = \beta_a + \beta_s. \quad (3.13)$$

Entsprechend kann der Extinktionsquerschnitt  $\sigma_x$  und die Extinktionseffizienz  $Q_x$  bestimmt werden.  $Q_x$  konvergiert mit wachsendem Größenparameter gegen zwei (Stephens, 1984). Dies ist in Abbildung 3.4(a) gezeigt, in der das gleitende Mittel über die Extinktionseffizienz als Funktion des Größenparameters dargestellt ist. Die Form der Kurve hängt von der Breite der zu Grunde liegenden Tropfengrößenverteilungen ab. In diesem Fall wurde eine effektive Varianz der Verteilung von  $v_{eff} = 0.15$  gewählt. Man erkennt deutlich, dass die Extinktionseffizienz bei geringem Größenparameter einen starken Gradienten aufweist und erst für Größenparameter größer 100 gegen zwei konvergiert. Ein Größenparameter von 100 entspricht bei einem Effektivradius von  $r_{eff} = 16 \mu\text{m}$  einer Wellenlänge von  $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$ , für  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$  ergibt sich derselbe Größenparameter in der Kombination mit  $r_{eff} = 9.5 \mu\text{m}$ .

Da Streu- und Absorptionskoeffizienten die Einheit  $1/\text{m}$  besitzen, sind die zugehörigen Effizienzen dimensionslos.

Durch das Verhältnis aus Volumenstreu- und Extinktionskoeffizient ergibt sich die Einfachstreu-albedo (engl. *single scattering albedo*)



**Abbildung 3.4:** Extinktionseffizienz  $Q_x$  und Asymmetrieparameter  $g$  als Funktion des Größenparameters für eine Verteilung mit einer effektiven Varianz  $v_{\text{eff}} = 0.15$ .

$$\omega_0 = \frac{\beta_s}{\beta_x}, \quad (3.14)$$

die ein Maß für die Absorption ist. Vereinfacht ausgedrückt kann die Einfachstreuabbedo auch als Überlebenswahrscheinlichkeit der Strahlung im Verlauf des Strahlungstransportes bezeichnet werden.

Neben den oben beschriebenen Streufunktionen nach den Theorien von RAYLEIGH und MIE, existieren weitere, empirisch abgeleitete. Die bekannteste Streufunktion dieser Art ist die HENYEY-GREENSTEIN-Streufunktion

$$P_{\text{HG}}(\Theta) = \left(\frac{1}{4\pi}\right) \frac{1 - g^2}{1 + g^2 - 2g\cos(\Theta)^{3/2}}. \quad (3.15)$$

Die prinzipielle Form jeder Streufunktion lässt sich durch den Asymmetrieparameter  $g$  angeben:

$$g = 2\pi \int_{-1}^1 \cos(\Theta) P(\Theta) d\Theta. \quad (3.16)$$

Er variiert zwischen  $-1 < g < 1$ , wobei Null die isotrope Streuung beschreibt. Bei einem negativen Asymmetrieparameter liegt eine Rückwärtsstreuung vor, bei positivem Wert eine Vorwärtsstreuung. Ein typischer Wert für diesen Parameter ist  $g = 0.85$ . Abbildung 3.4(b)

zeigt den Asymmetrieparameter als Funktion des Größenparameters.

Zusammen mit Streukoeffizient  $\beta_s$  und Einfachstreueralbedo  $\omega_0$  ist die Streufunktion  $P$  ausreichend, um Streuung im Strahlungstransport zu bestimmen.

Mittels der MIE-Theorie lässt sich die Streufunktion unter Berücksichtigung des Brechungsindex, der Größenverteilung der Tropfen und der Wellenlänge berechnen. Die Größenverteilung wird typischerweise durch den effektiven Tropfenradius  $r_{eff}$  beschrieben. Er berechnet sich aus dem Verhältnis vom dritten zum zweiten Moment der Verteilung (Hansen und Travis, 1974).

$$r_{eff} = \frac{\int_0^\infty \pi r^3 n(r) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 n(r) dr}, \quad (3.17)$$

wobei  $n(r)$  die Wolkentropfengrößenverteilung angibt. Während der Nenner proportional zu dem Extinktionskoeffizienten ist, ist der Zähler proportional zum Flüssigwassergehalt eines Volumens (engl. LWC - *liquid water content*)

$$LWC = \frac{4}{3} \pi \rho_w \int_0^\infty r^3 n(r) dr, \quad (3.18)$$

;  $\rho_w$  : Dichte von Wasser

der vertikal über die Höhe integriert den vertikal integrierten Wolkenwassergehalt LWP (engl. *liquid water path*) ergibt.

Über den effektiven Radius  $r_{eff}$  und den Flüssigwassergehalt LWC lässt sich wiederum der Extinktionskoeffizient  $\beta_x$  ausdrücken:

$$\beta_x = \frac{3}{2} \frac{LWC}{\rho_w r_{eff}}. \quad (3.19)$$

;  $\rho_w$  : Dichte von Wasser

Verknüpft man zusätzlich noch die Extinktionseffizienz  $Q_x$  mit LWC bzw. LWP und  $r_{eff}$ , so erhält man für die Beschreibung der optischen Dicke  $\tau$

$$\tau = \frac{3}{4} \frac{Q_x}{\rho_w} \int_0^h \frac{LWC}{r_{eff}} dh \quad (3.20)$$

$$= \frac{3}{4} Q_x \frac{LWP}{\rho_w r_{eff}} \quad (3.21)$$

$$= \int_0^h \beta_x(h) dh. \quad (3.22)$$

In der Fernerkundung ist die optische Dicke  $\tau$  neben dem effektiven Radius  $r_{eff}$  eine der entscheidenden Größen. In den gängigen Algorithmen sind sie die Parameter, die aus

der gemessenen reflektierten Strahldichte abgeleitet werden und der Beschreibung eines Wolkenfeldes dienen.

## 3.2 Strahlungstransportgleichung

Zur Ableitung der Strahlungstransportgleichung existieren fundamental unterschiedliche Ansätze, die aber zu der gleichen Beschreibung der Streufunktion führen. Mishchenko (2006) unterscheidet einen phänomenologischen und einen mikrophysikalischen Ansatz. Der grundlegende Unterschied zwischen beiden liegt in der Beschreibung eines Strahlungsfeldes, die beim phänomenologischen Ansatz auf Postulaten, beim mikrophysikalischen Ansatz auf der Ableitbarkeit aus fundamentalen elektromagnetischen Grundsätzen beruht. Ein Beispiel für den phänomenologischen Ansatz ist die Beschreibung der Schwächung von Strahlung auf dem Weg durch ein Medium durch das BOURGET-LAMBERT-BEERSche Extinktionsgesetz.

$$\frac{dL}{d\tau} = -L \quad \text{bzw.} \quad L_\lambda(l) = L_\lambda(0)e^{-\tau_l}. \quad (3.23)$$

;  $L$  : Strahldichte  
 $\tau$  : optische Dicke  
 $l$  : Weglänge durch das Medium

In beiden Ansätzen, phänomenologisch und mikrophysikalisch, werden jedoch grundsätzlich gleiche Prozesse beschrieben, wenn auch von unterschiedlichem Standpunkt aus. Demnach erfährt ein Lichtstrahl, der durch ein Medium tritt, sowohl eine Dämpfung durch die Extinktion (siehe Gl. 3.23) als auch eine Verstärkung durch z. B. diffuse Streuprozesse. Berücksichtigt man zusätzlich noch eine Verstärkung der Intensität durch nichtstreuende Beiträge, wie zum Beispiel durch thermische Ausstrahlung, deren Quellfunktion  $J_\lambda$  durch

$$J_\lambda = B_\lambda(T) \quad (3.24)$$

;  $B_\lambda$  : PLANCK-Funktion  
 $T$  : Temperatur

beschrieben wird, so ergibt sich die Änderung der Strahlungsintensität durch die vollständige Strahlungstransportgleichung:

$$L(l) = L(0)e^{-\int_0^l \beta_x(l') dl'} + \int_0^l (J(l') + B_\lambda(T))\beta_x(l')e^{-\int_{l'}^l \beta_x(t) dt} dl'. \quad (3.25)$$

;  $\beta_x$  : Extinktionsquerschnitt

$J$  wird als die Quellfunktion für Streuung bezeichnet:

$$J = \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\mu, \phi, \mu', \phi') L(\mu', \phi') d\mu' d\phi' + S \quad (3.26)$$

$$S = \frac{F_0}{\mu_0} e^{-\tau_s} \frac{\beta_x \omega}{4\pi} P(\mu, \phi, \mu', \phi') \quad (3.27)$$

;  $\mu, \phi$  : Streurichtung  
 $\mu', \phi'$  : Einfallsrichtung  
 $F_0$  : solare Strahlungsflussdichte  
 $\omega$  : Einfachstreuquerschnitt

Der erste Term der rechten Seite von Gleichung 3.26 gibt den diffusen Teil der Strahlung, der zweite den direkten Anteil an.  $B_\lambda(T)$  ist wiederum die PLANCK-Funktion und berücksichtigt somit den thermischen Anteil.

Das Integral im exponentiellen Ausdruck der Gleichung 3.25 lässt sich auch durch die optische Dicke (z. B. Gl. 3.20) ausdrücken. Die Wahl der Winkel ist in Abbildung 3.1 beschrieben.

### 3.3 Lösungsproblematik und -methoden

Entscheidend für die Lösung der Strahlungstransportgleichung ist die Kenntnis der Quellfunktion  $J$  (Gl. 3.26). Dies ist gleichbedeutend mit der Kenntnis der kompletten Lösung des gesamten Strahlungstransportproblems (Thomas und Stamnes, 1999).

Schließt man z. B. Streuung aus, d.h.  $J = 0$ , dann wird die Strahlungstransportgleichung durch die SCHWARZSCHILD-Gleichung

$$\frac{dL_\lambda}{d\tau} = -L_\lambda + B_\lambda(T) \quad (3.28)$$

beschrieben. In diesem Fall ist die Quellfunktion eindeutig über die Temperatur bestimmbar (siehe auch Gl. 3.24). Es handelt sich um ein lokales Problem.

Berücksichtigt man jedoch auch die Streuung, so spielen nicht allein lokale Bedingungen, sondern auch Einflüsse aus der gesamten Atmosphäre eine Rolle. Dies bereitet bei der Lösung besondere Probleme. Zudem hängt die Quellfunktion dann auch von einer räumlich variablen Streufunktion ab.

Um die Strahlungstransportgleichung lösen zu können, muss der Integralterm der rechten Seite in Gleichung (3.25) gelöst werden. Dieser beinhaltet mit dem Quellterm einen weiteren integralen Anteil. Die Strahlungstransportgleichung ist ein fünfdimensionales

System. Neben den drei unabhängigen räumlichen Variablen  $x, y, z$  existieren noch zwei winkelabhängige Parameter  $\Theta, \Phi$ . Diese Anzahl der Freiheitsgrade macht die Lösung der Strahlungstransportgleichung sehr rechenintensiv.

Es existieren einige numerische Lösungsansätze, die von Evans und Marshak (2005) in zwei Klassen eingeteilt werden. Zum einen das deterministische oder explizite Verfahren, bei dem das gesamte Strahldichtefeld bzw. die Quellfunktion iterativ gelöst wird und daraus die gewünschten Strahlungsparameter abgeleitet werden. Zum Anderen der statistische oder MONTE-CARLO-Ansatz. Hier werden die zu bestimmenden Strahlungsparameter statistisch, mit einem gewissen Fehler behaftet, abgeleitet. Allerdings liefert diese Methode zusätzliche Angaben wie zum Beispiel Photonenweglänge oder Anzahl der Streuprozesse innerhalb der Wolke.

Als Beispiel für explizite numerische Lösungsansätze sollen im Folgenden die Verdopplungs-Additionsmethode sowie die Methode der sukzessiven Streuordnung vorgestellt werden. Beide Methoden können allerdings nur für vertikal inhomogene Wolkenfelder verwendet werden. Während mit der Verdopplungs-Additionsmethode nur Einfachstreueignisse beschrieben werden, lässt sich mit der Methode der sukzessiven Streuordnung auch Mehrfachstreuung berechnen. Als Beispiel für die Lösung des Strahlungstransportproblems in einer dreidimensionalen Umgebung wird die Methode der Kugelflächenfunktion und diskreten Ordinaten vorgestellt. Die MONTE-CARLO-Methode wird ausführlich in Kapitel 4 beschrieben.

### 3.3.1 Verdopplungs-Additionsmethode

Die Verdopplungs-Additionsmethode (DA - *Doubling Adding Method*, z. B. beschrieben in Hansen und Travis, 1974), lässt sich für Strahlungstransferrechnungen in vertikal inhomogenen planparallelen Wolken anwenden. Ihrem Ansatz liegt zu Grunde, dass eine solche Wolke in eine Anzahl endlicher Schichten unterteilbar ist. Für jede Schicht müssen der Anteil an Reflexion und Transmission bekannt sein. Diese werden dann zu einer Gesamtreflexion und Gesamttransmission addiert. Hierzu muss allerdings jede Schicht optisch so dünn sein, dass nur ein Streuprozess pro Schicht auftreten kann. Durch Addition einer weiteren Schicht oder Erhöhung der optischen Dicke in einer Schicht lassen sich beliebig dicke homogene Schichten erzeugen. Ebenso können vertikale Inhomogenitäten simuliert werden. Die Verdopplungsmethode ist nur für homogene Schichten anwendbar. Da mit der Additionsmethode dünne homogene Schichten unterschiedlicher optischer Dicke verbunden werden können, stellt sie den Übergang zu vertikal inhomogenen Wolken dar.

Die Reflexion und Transmission werden durch Reihenbildung berechnet. Die gesamte Reflexion errechnet sich aus den einzelnen Beiträgen jeder Schicht, wobei nach jedem Streuprozess, also für jede Schicht, Transmission und Reflexion bestimmt werden. Die

jeweiligen Anteile können bei Eintritt in eine nächste Schicht wiederum absorbiert oder gestreut werden.

Ein großer Vorteil dieser Methode ist die einfache Berechnung einer Einfachstreuung. Einfache mathematische Operationen zur Bestimmung von Reflexion und Transmission, die Anwendung für sowohl isotrope als auch anisotrope Streufunktionen und die mögliche Unterteilung der Ergebnisse auf unterschiedliche optische Dicken zwischen Start- und Endwert sind weitere Vorteile. Ein Nachteil ist die Beschränkung auf eindimensionale Probleme. Außerdem muss aus Gründen der Rechenzeit eine Abwägung zwischen optischer Dicke und Ergebnisgenauigkeit stattfinden. Das hier beschriebene Verfahren ähnelt dem der Matrix-Operator-Methode (Plass et al., 1973).

### 3.3.2 Methode der sukzessiven Streuordnung

Bei der Methode der sukzessiven Streuordnung (SOS - *Successive Order of Scattering*) werden die gestreuten Intensitäten aus mehrfach gestreuten Anteilen zusammengesetzt. Somit ergibt sich für die Strahldichte

$$L(\mu, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} L_n(\mu, \phi). \quad (3.29)$$

Die Quellfunktion  $J_1$  für den ersten Streuprozess ist die Einfachstreuapproximation, nach  $n$  Streuprozessen ergibt sich somit die Gleichung:

$$J_n(\tau, \mu, \mu_0, \phi) = \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} P(\mu, \mu', \phi - \phi') L_{n-1}(\tau, \mu', \mu_0, \phi' - \phi_0) d\mu' d\phi'. \quad (3.30)$$

Da bei dieser Methode die Eigenschaften der Intensität und ihre Winkelverteilung genau auf die Anzahl der benötigten Streuprozesse zurückführen sind, wird dies die Interpretation der Ergebnisse erleichtern.

Nach der Lösung der Strahlungstransportgleichung für Einfachstreuung wird dieses Ergebnis in den Quellterm für zweimalige Streuprozesse eingesetzt. Dieser liefert daraufhin den Anteil der Strahlungsintensität, die durch zweimalige Streuung transmittiert bzw. reflektiert wird. So ergibt sich jeweils aus der Strahlungstransportgleichung mit dem Ergebnis der  $n$ -ten Streuung das Ergebnis für die  $n + 1$ -ten Streuungen.

Diese Prozedur lässt sich nun sukzessive bis zu der gewünschten Ordnung wiederholen. Allerdings sind alle Lösungen ab  $n > 1$  nur noch numerisch bestimmbar.



### 3.3.3 Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method (SHDOM)

Die 'Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method' ist ein von Evans (1998) entwickelter expliziter Algorithmus zur Modellierung des Strahlungstransports in einem dreidimensionalen, inhomogenen Medium. Explizit bedeutet hier, dass die integrale Form der Strahlungstransportgleichung (Gl. 3.25) direkt entlang diskreter Richtungen ('Ordnaten') eines räumlichen Gitters gelöst wird. Die SHDOM stellt die Winkelabhängigkeit des Strahldichtefeldes in den verschiedenen Phasen des Lösungsprozesses unterschiedlich dar. Sie verknüpft je nach Lösungsschritt die Methode der Kugelflächenfunktion (SHM - *spherical harmonics method*) mit den Methoden der diskreten Ordinaten (DOM - *discrete ordinate method*). Der räumliche Anteil des Feldes wird auf einem Gitter dargestellt. Mit der DOM kann die Ausbreitung der Strahlung im Raum physikalisch besser modelliert werden. Die SHM hingegen bietet bei der Darstellung der Quellfunktion auf der Kugel Vorteile.

Das Lösungsverfahren der Strahlungstransportgleichung ist iterativ. Während eines Lösungsschritts werden vier Operationen durchgeführt:

1. Transformation der Quellfunktion von Kugelflächenfunktionen auf diskrete Ordinaten,
2. Berechnung der Strahldichte durch Rückwärtsintegration entlang einer vorgegebenen Richtung,
3. Rücktransformation des Strahldichtefeldes auf Kugelflächenfunktionen,
4. Bestimmung der Quellfunktion aus dem rücktransformierten Strahldichtefeld.

Sobald ein Konvergenzkriterium erfüllt ist, gilt die Quellfunktion als gelöst und die Iteration wird abgebrochen. Als Lösungskriterium wird die Wurzel aus der mittleren quadratischen Differenz (rms) zwischen den Iterationsschritten  $n$  und  $(n - 1)$  benutzt. Dieser Wert wird mit einem vorher bestimmten Schwellwert, der die Lösungsgenauigkeit angibt verglichen.

Das beschriebene Iterationsschema ist äquivalent zur Methode der sukzessiven Streuordnung. Um die Lösungsfindung zu beschleunigen, wurden weitere technisch orientierte Module wie z. B. ein anpassungsfähiges Gitter eingebaut.

SHDOM ist eine zuverlässige und effiziente Lösungstechnik, die zudem frei verfügbar ist. Allerdings ist sie nicht energieerhaltend. Im Fall der Berechnung dreidimensionaler Strahldichtefelder ( $L(x, y, z, \Theta, \phi)$ ) stellt sie eine schnelle Alternative dar. Die Berücksichtigung größerer Wolkenfelder führt jedoch zu unpraktikabel hoher Rechenzeit und vor allem erheblichem Bedarf an Speicherkapazität. Außerdem lässt sich mit dieser Methode

keine Aussage über den tatsächlichen Streuort innerhalb des Wolkenfeldes machen. Aus diesen Gründen wird in dieser Arbeit die MONTE-CARLO-Methode verwendet.

## Kapitel 4

# MONTE-CARLO- Strahlungstransportmodellierung

Während im vorherigen Kapitel verschiedene Lösungsverfahren der Strahlungstransportgleichung vorgestellt wurden, soll es im Folgenden um die in dieser Arbeit verwendete MONTE-CARLO-Methode gehen.

Die MONTE-CARLO-Methode hat in ihrer Anwendung auf mathematische Probleme eine lange Tradition. Ihr Name wurde im Hinblick auf ein Roulette, einen einfachen Zufallszahlengenerator, ausgewählt. Die Methode findet in den unterschiedlichsten Gebieten Anwendung. Mit ihr können relativ einfach Stichprobenexperimente durchgeführt werden, die eine approximierte Lösung eines numerischen Problems liefern. Hierbei kann eine sehr hohe Genauigkeit erzielt werden. Besonders die Entwicklung der Computer hat dazu geführt, Experimente mit einem immer größer werdenden Stichprobenumfang, also steigender statistischer Genauigkeit durchführen zu können.

Mit der MONTE-CARLO-Methode in ihrer Anwendung auf den Strahlungstransport in Wolken werden Strahlungsfelder aus direkter Simulation von Transmissions-, Absorptions- und Streuprozessen ermittelt. Hierbei werden einzelne Photonenpakete bei ihrem Weg durch das Medium verfolgt. Anschließend wird über eine hinreichend große Anzahl Photonenpakete summiert.

Die Gleichungen (4.1), (4.2) und (4.3) geben die Wahrscheinlichkeiten für diese im Modell simulierten Prozesse Transmission ( $P_1(s)$ ), Absorption ( $P_2(abs)$ ) und Streuung ( $P_3(sca)$ ) an.

$$P_1(s) = e^{-\beta_x(x,y,z)s}, \quad (4.1)$$

$$P_2(\text{abs}) = 1 - \omega_0(x, y, z), \quad (4.2)$$

$$P_3(\text{sca}) = P(\Theta). \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} & ; \quad s && : \text{Schrittweite} \\ & \beta_x(x, y, z) && : \text{lokaler Extinktionskoeffizient} \\ & \omega_0(x, y, z) && : \text{lokale Einfachstreuabedo} \end{aligned}$$

Die Schrittweite  $s$  zwischen zwei Streuorten wird durch den Vergleich der optischen Dicke der zurückgelegten Strecke  $\tau'$  mit einer von einer Zufallszahl abhängigen 'verfügbaren optischen Dicke'  $\tau^*$  bestimmt. Physikalisch entspricht dies der Wahrscheinlichkeit für Transmission gemäß dem BOURGET-LAMBERT-BEERSchen Gesetz (Gl. 3.23)

$$\tau^* = -\ln(d). \quad (4.4)$$

$$; \quad d : \text{Zufallszahl} \in [0, 1]$$

Es kommt somit zu einem Streuprozess, wenn gilt:

$$\tau^* = \sum_{l=1}^L s \beta_x(x, y, z) = -\ln(d) \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} & ; \quad l && : \text{Weglänge} \\ & s && : \text{Schrittweite} \\ & \beta_x(x, y, z) && : \text{lokaler Extinktionskoeffizient} \end{aligned}$$

Die Schrittweite  $s$  beschreibt einen Schritt innerhalb einer homogenen Box. Übersteigt die verfügbare optische Dicke die der aufsummierten, so wird an den Punkt zurückgesprungen, an dem beide gleich sind. Dieser wird zum neuen Streuort.

Die Absorption am Streuort wird durch die lokale Einfachstreuabedo bestimmt. Das Gewicht, das einem Photon bzw. einem Photonenpaket beim Eintritt in das Medium zugewiesen wurde, verringert sich bei Absorption um die lokale Einfachstreuabedo  $\omega_0(x, y, z)$  (siehe Gl. 4.2).

Die Richtung des in einer Wolke gestreuten Photons ergibt sich aus einem mit der aktuellen Streufunktion  $P(\Theta)$  gewichteten Zufallsprozess (Marchuk et al., 1980) (siehe Gl. 4.3).

Die Art der Wechselwirkung zwischen Gas/Wolke und Photon wird in verschiedenen Versionen der MONTE-CARLO-Modelle unterschiedlich behandelt. Es ist möglich, in jeder Gitterzelle in Abhängigkeit des Wechselwirkungspartners für jedes Photon die Streuung oder Absorption zu bestimmen (z. B. O'Hirok und Gautier, 1998a,b). Ebenso können für Photonenpakete auch beide Vorgänge gleichzeitig zugelassen werden. In diesem Fall findet immer ein Absorptions- und ein Streuprozess statt. Dieser hängt dann von den

mittleren Absorptions- und Streueigenschaften innerhalb einer Zelle ab.

Um die reflektierte normierte Strahldichte zu bestimmen, werden die Energieanteile der in ein bestimmtes Raumwinkelintervall  $\Delta \Omega (\theta, \phi)$  gestreuten Photonen aufsummiert

$$L = \frac{1}{\cos \Theta_i} \frac{I}{F_{in}} \quad (4.6)$$

mit

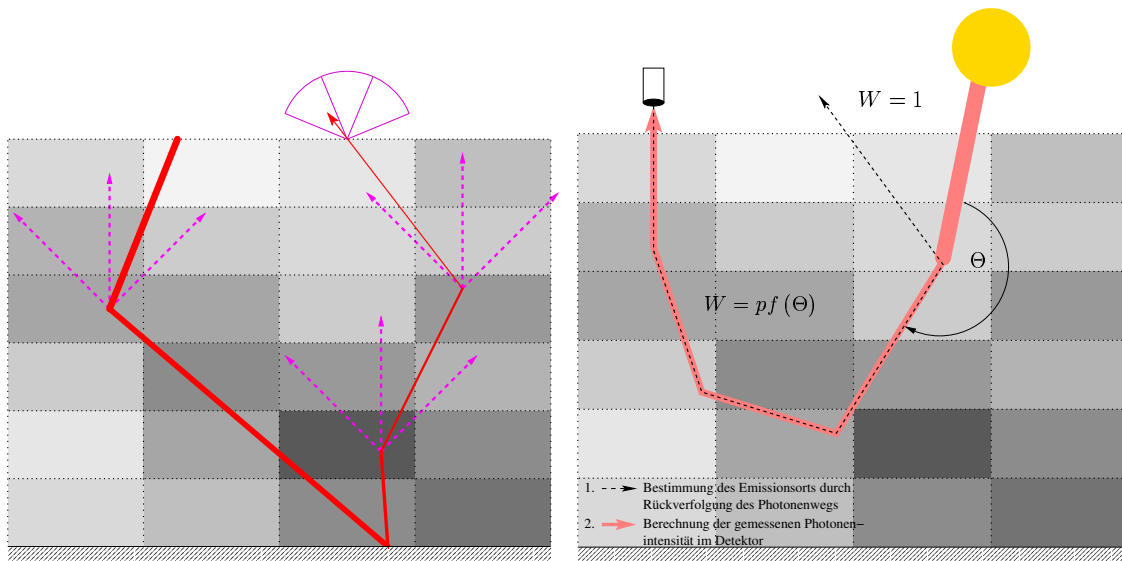
$$I(x, y, \Theta_0, \Phi_0, \Theta, \Phi) = \sum_N w(x, y, z) \omega_0(x, y, z) P_{det}(\Theta, \Phi) e^{-\tau_{det}}. \quad (4.7)$$

- ;  $F_{in}$  : einfallender Strahlungsfluss
- $(\Theta_0, \Phi_0)$  : Zenit- und Azimutwinkel der Sonne
- $(\Theta, \Phi)$  : Zenit- und Azimutwinkel des Detektors
- $w$  : Gewicht des Photonenpaketes
- $P_{det}$  : Anteil der Streufunktion in Richtung des Detektors
- $\tau_{det}$  : optische Dicke entlang des Weges in Richtung des Detektors

Nach einer hinreichenden Anzahl von verfolgten Photonen erlangt man eine statistisch ausreichende Energieverteilung, mit deren Hilfe auf die zugehörige Strahldichte geschlossen werden kann. Diese Näherung bietet gegenüber der klassischen numerischen Integration der Strahlungstransportgleichung Vorteile. Da für jeweils ein Photon die gesamte Streuung und Absorption betrachtet wird, können sowohl beliebig komplizierte Streufunktionen als auch verschiedene Wolkenstrukturen verwendet werden. Dieses Verfahren ist besonders für die Berechnung gebietsgemittelter Strahlungsflussdichten geeignet. Ist man allerdings auch an den lokalen Strahldichten interessiert, so führt das Photonen-Zählverfahren zu einem erhöhten Rauschanteil im Ergebnis.

In dieser Arbeit wird das am IFM-GEOMAR entwickelte vorwärtsrechnende Modell MC-UNIK (Macke et al., 1999) verwendet. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Verfahrensmöglichkeiten wird hier die an einer Wolke reflektierte Strahldichte nicht durch eine Summation über die das Wolkenfeld verlassenen Photonen berechnet, sondern mittels der 'Local Estimate'-Methode bestimmt. In Abbildung 4.1(a) ist ein beispielhafter Photonenweg dargestellt. Die Grauabstufung der Boxen soll eine unterschiedliche optische Dicke symbolisieren. Die Art der Bestimmung des Weges jedes Photonenpaketes durch die Wolke wurde bereits oben beschrieben.

Die 'Local Estimate'-Methode berücksichtigt, dass bei jedem Streuvorgang ein über die Streufunktion bestimmter Anteil der Strahlung direkt in den Detektor gestreut wird. Dieser Anteil, der über das aktuelle Photonengewicht auch von der Absorption abhängt, wird nur noch durch die optische Dicke entlang des direkten Weges in den Detektor geschwächt. Somit lässt sich für jeden Streuprozess ein Beitrag an der gesamten reflektier-



(a) vorwärtsrechnende Version MC-UNIK

(b) rückwärtsrechnende Version MC-UNIK-BW

**Abbildung 4.1:** Schemazeichnung des Photonenweges, wie er in den MONTE-CARLO-Modellen simuliert wird. Angedeutet ist die 'Local Estimate' Methode an jedem Streuprozess (a) sowie die Methodik zur Bestimmung der Gewichtsfunktion mit einem rückwärtsrechnenden Modell (b). Die Grauschattierung deutet die optische Dicke der jeweiligen Wolkenbox an.

ten normierten Strahldichte berechnen. Andererseits kann aus der Kenntnis der Photongewichte bestimmt werden, welcher Bereich eines dreidimensionalen Wolkenfeldes in welcher Art zur Reflexion beiträgt. Darauf wird in den folgenden Studien zurückgegriffen.

Aus der Protokollierung der Streuorte und der dazugehörigen Beiträge zu der gesamten reflektierten Strahldichte werden Gewichtsfunktionen bestimmt. In MC-UNIK wird eine normierte Strahldichte bestimmt. Sie trägt die Einheit  $[\mu \text{ m}^{-1} \text{ ster}^{-1}]$ . Ist im Folgenden von reflektierter Strahldichte die Rede, so ist diese stets normiert.

In der Meteorologie und besonders in der Fernerkundung finden Gewichtsfunktionen in verschiedenen Bereichen Anwendung. Zur Ableitung eines vertikalen Temperaturprofils wird die atmosphärische Emission entlang der Flanke einer Spektrallinie gemessen. Durch die sich mit der Wellenlänge ändernde optische Dicke erhält man Beiträge, bzw. Informationen, aus unterschiedlichen Höhen der Atmosphäre. Der Zusammenschluss dieser Gewichtsfunktionen ergibt z. B. ein Profil der Temperaturverteilung.

In dieser Arbeit gibt die Gewichtsfunktion  $W$  an, welche Wolkenbereiche mit welchem Anteil insgesamt zu der reflektierten Strahldichte beitragen:

$$W(\Theta_0, \Phi_0, \Theta, \Phi, x, y, z) = \sum_{N_{\text{photon}}} \kappa e^{-\tau_{\text{det}}}. \quad (4.8)$$

- ;  $x, y, z$  : Position innerhalb des Wolkenfeldes (räuml. Koordinaten)  
 $\kappa$  : Gewicht des gerichteten Photonenpaketes  
 $\tau_{\text{det}}$  : optische Dicke entlang des Weges in den Detektor

$\kappa$  ergibt sich aus dem Photonengewicht multipliziert mit der Richtung des Photonenweges

$$\kappa(x, y, z) = w \omega_0(x, y, z) P_{\text{det}}. \quad (4.9)$$

- ;  $w$  : Gewicht des Photonenpaketes  
 $P_{\text{det}}$  : Anteil der Streufunktion in Richtung des Detektors

Man kann also aus der Kenntnis der Gewichtsfunktion auf den Informationsinhalt in der Strahlung und die Informationsherkunft rückschließen. Die simulierte reflektierte Strahldichte kann somit nicht nur den Wolkeneigenschaften einer bestimmten Wolkensäule (Pixel eines Satellitenbildes) sondern auch einer dreidimensional ausgedehnten Wolkenregion zugeordnet werden.

Allerdings kann dieses vorwärts rechnende Modell aus Gründen der Rechenzeit und Effizienz nur sinnvoll für die Berechnung der Gewichtsfunktionen eindimensionaler Wolkensäulen eingesetzt werden. Um ein statistisch gesichertes Ergebnis zu erhalten, muss mit einer sehr hohen Zahl an Photonen gerechnet werden.

Aus diesem Grund wird für die Bestimmung der Gewichtsfunktionen im zwei- oder dreidimensionalen Fall auf ein rückwärtsrechnendes Modell zurückgegriffen (Abb. 4.1 (b)). Hier wird der Detektor unter oder über dem Wolkenfeld positioniert. Sowohl der Einfallswinkel als auch die Blickrichtung sind einstellbar. Nun werden die Photonen aus dem Detektor in die Wolke geschossen. Der Photonenweg errechnet sich wie im Vorwärtsfall, nur der letzte Schritt wird nochmals modifiziert. Verlässt das Photon die Wolke am Oberrand, so wird der letzte Streuprozess innerhalb der Wolke lokalisiert. Hier wird mit dem 'Local Estimate'-Verfahren die Wahrscheinlichkeit der Streuung in die Sonne berechnet. Mit dieser Wahrscheinlichkeit wird das restliche Photonengewicht und auch die Gewichtsfunktionen normiert, da das aus der Sonne kommende Photon ein geringeres Startgewicht bekommt. Diese Vorgehensweise erlaubt eine schnelle und effiziente Berechnung der Gewichtsfunktion bezüglich einer Detektorposition.

## 4.1 Varianzreduktion im MONTE-CARLO-Modell

Theoretisch gilt die MONTE-CARLO-Methode als exakte Strahlungstransportmethode. Dieser Exaktheit steht allerdings ein statistischer Fehler entgegen, dessen Standardabweichung einfach mit

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (4.10)$$

;  $\sigma$  : Standardabweichung  
 $N'$  : Anzahl der Photonen

beschrieben werden kann.

Möchte man ein rauscharmes Ergebnis erzielen, müssen hinreichend viele Photonen berücksichtigt werden. Dies übersteigt jedoch in vielen Fällen den zumutbaren Aufwand an Rechenzeit.

Um geophysikalische Datensätze zu beschreiben, wird häufig die spektrale Varianzanalyse (engl. *power spectrum*) herangezogen. Das Energiespektrum  $E(k)$  eines Datensatzes ergibt sich aus einer Fourieranalyse dieses Datensatzes. Die diskrete Fouriertransformation stellt die Transformation eines Datensatzes vom Orts- in den Frequenzraum dar:

$$F(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f(n) e^{-i2\pi nk/N}. \quad (4.11)$$

;  $k$  : Wellenzahl  
 $N$  : Anzahl der Messwerte  
 $n$  : Laufparameter  
 $f(n)$  : Datensatz

Um ein Energiespektrum zu berechnen, wird die Fouriertransformation auf die Autokorrelationsfunktion des Datensatzes angewendet. Nachdem die Autokorrelationsfunktion im Ortsraum berechnet wurde, lässt sich das Varianzspektrum als Funktion der Frequenz schätzen:

$$Sp(h) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M-1} r_a(m) W_T(m) \cos(\pi m h / M). \quad (4.12)$$

;  $h$  : Frequenzintervall  
 $M$  : maximale Verschiebung bei der Autokorrelationsfkt.  
 $m$  : Laufparameter  
 $r_a$  : Autokorrelationsfunktion  
 $W_T$  : Filterfunktion

$W_T(m)$  gibt eine Filterfunktion (engl. *window function*) an. Sie wird verwendet, um den Einfluss eines Sprunges in Start- und Endwert der transformierten Datenreihe zu dämpfen. Eine solche Filterfunktion stellt die TUKEY-Filterfunktion dar:

$$W_T(m) = \left( \frac{1}{2} \left( 1 + \cos \frac{\pi m}{M} \right) \right). \quad (4.13)$$



Da in einem so berechneten Energiespektrum die Varianz auf verschiedene Frequenzen aufgeteilt wurde, lässt sich mit diesem Spektrum nicht nur der Varianzgehalt innerhalb eines Datensatzes untersuchen. Sie ist auch geeignet, die Varianzreduktion aufgrund von Modellveränderungen darzustellen. Diese Anwendung ist in Abbildung 4.4 gezeigt.

Zinner (2005) erörtert in seiner Arbeit eine Möglichkeit, den Rauschgehalt in einer Simulation zu reduzieren. Er wertete die Differenz der räumlichen Strahldichteverteilungen verschiedener Simulationen aus und bestimmte so den Rauschgehalt innerhalb der simulierten Strahldichtefelder. Dieser kann nun von dem Mittel der Simulationen abgezogen werden. Das so entstandene Energiespektrum ist rauschreduziert. Diese Anwendung ist allerdings nur im Frequenzraum möglich und für den Vergleich von Messungen und Simulation von Nutzen. Da in der vorliegenden Arbeit aber auch die direkte Simulation des Strahldichtefeldes rauschreduziert werden soll, wurden andere Methoden der Varianzreduktion angewendet.

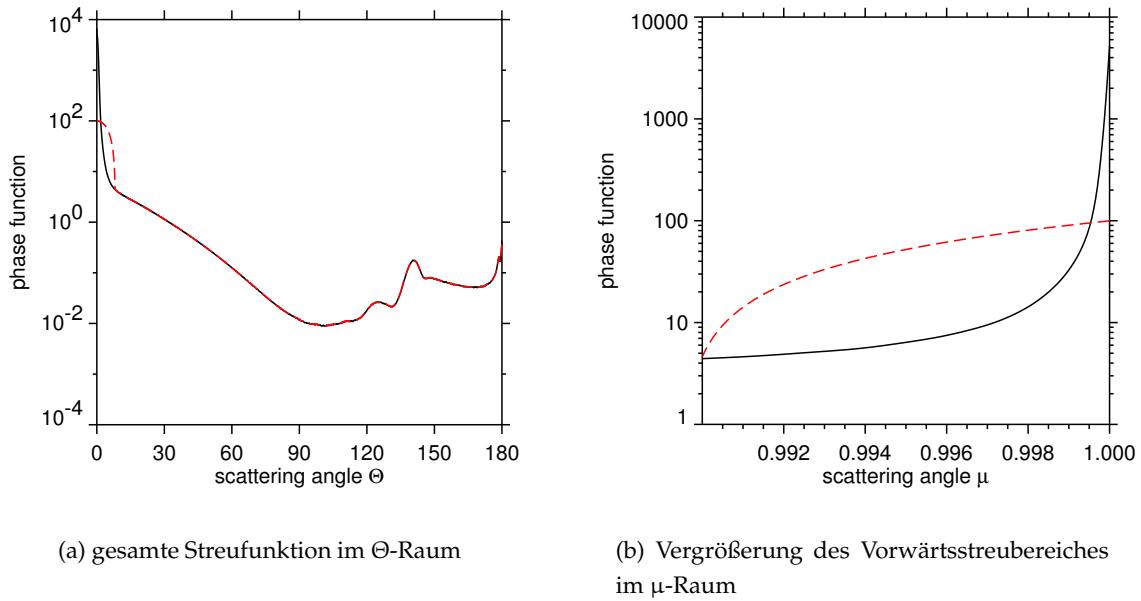
Wie oben schon erwähnt, hängt die statistische Genauigkeit des modellierten Strahldichtefeldes stark von der Photonenzahl ab. Dies würde allerdings den zeitlichen Rechenaufwand jeder Simulation erheblich erhöhen. Daher muss auf anderem Wege eine Zeiterparnis bei der Berechnung des Strahlungstransports in Wolken erzielt werden. Um die Effizienz der MONTE-CARLO-Simulationen zu erhöhen, gibt es im Wesentlichen zwei Ansätze: die Reduzierung der Varianz der Lösung oder die Reduzierung der für eine Simulation benötigte Zeit. Ersteres ermöglicht z. B. die unterschiedliche Behandlung der Photonen in Abhängigkeit ihres Einflusses auf das Gesamtergebnis. Eine Verringerung der Rechenzeit kann durch Nachschlagetabellen für wiederkehrende Eigenschaften, wie z. B. Streufunktionen, erzielt werden.

Eine Methode der Reduzierung der Rechenzeit stellt die RUSSISCH-ROULETTE-Methode dar. Sie wird dort angewendet, wo das Endergebnis  $F$  aus einer Summe verschiedener Einzelergebnisse  $F_i$  besteht (Gl. 4.14), das Finden der Lösung also zeitaufwendig sein kann

$$F = F_1 + \dots + f_N. \quad (4.14)$$

Um diesen Aufwand zu minimieren, werden kleine Beiträge an der endgültigen Lösung eliminiert, größere verstärkt.

In der Anwendung im Strahlungstransportmodell werden Photonen mit einem Gewicht versehen. Dieses ändert sich mit jedem Extinktionsprozess. Sinkt ein Photonengewicht unter einen vorher bestimmten Schwellwert  $w_s$ , gilt das Photon als absorbiert. In der RUSSISCH-ROULETTE-Methode wird dieser Schwellwert  $w_s$  verändert. Ein erhöhter Wert bedeutet für das Photon gleichzeitig eine höhere Wahrscheinlichkeit, nach nur weni-



**Abbildung 4.2:** Streufunktionen als Funktion des Streuwinkels. Schwarz stellt jeweils die originale Version da, rot die Streufunktion nach der Modifikation des Vorwärtsstreubereiches.

gen Extinktionsprozessen absorbiert zu werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon schon bei erhöhtem Schwellwert  $w_S$  absorbiert wird, richtet sich nach dem möglichen Beitrag  $t_i$  des Photons am Endergebnis:

$$q_i = \min(1, t_i/\delta). \quad (4.15)$$

;  $t_i$  : möglicher Beitrag  
 $\delta$  : Schwellwert des Beitrages

Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit soll das Photon auch nach Unterschreiten des Schwellwertes  $w_S$  weiter berücksichtigt werden. Dann wird sein Gewicht mit dem Faktor  $1/(1 - q_i)$  erhöht, es trägt also stärker als normal zum Endergebnis bei.

Diese Methode wurde im Rahmen dieser Arbeit in MC-UNIK getestet. Da zum einen die Photonen in dem untersuchten Fall die Wolke schon nach wenigen Streuprozessen verließen, also die RUSSISCH-ROULETTE Methode nur selten genutzt wurde, und zum anderen die Effizienzsteigerung durch Absenkung der Rechenzeit auf Kosten einer Erhöhung der Varianz des Ergebnisses geht, wurde der Einsatz dieser Methode nicht weiter verfolgt.

Eine Methode der Varianzreduktion stellt die Veränderung der Streufunktion innerhalb des MONTE-CARLO-Modells dar. Fällt die Streurichtung mit dem Vorwärtsstreubereich der Streufunktion zusammen, kommt es nach Gleichung 4.7 in dem resultierenden Strahldichtefeld zu einer deutlichen Erhöhung der Werte, sogenannten 'Hot Spots'.

Um die damit verbundene Varianzerhöhung zu reduzieren, wird der Vorwärtsstrebereich der Streufunktion modifiziert. Die Veränderung findet im  $\mu$  ( $= \cos(\Theta)$ ) -Raum statt. Hierbei wird die Streufunktion im Vorwärtsstrebereich  $\mu = 0.99 \dots 1.0$  durch eine lineare Beziehung  $P(\mu) = a + b \cdot \mu$  ersetzt. Dabei muss das Integral  $\int_{0.99}^{1.0} P(\mu) d\mu$  erhalten bleiben. In Abbildung 4.2 (a, b) sind beide Streufunktionen (schwarz original, rot modifiziert) dargestellt. Da diese Darstellung die Vertrautere ist, ist für Abbildung 4.2 (a) der  $\Theta$ -Raum gewählt worden. Aus diesem Grund ist keine Flächengleichheit zwischen den beiden Streufunktion zu erkennen. Abbildung 4.2 (b) zeigt den höher aufgelösten, modifizierten Vorwärtsstrebereich der Streufunktion im  $\mu$ -Raum. Die Anpassung der Streufunktion ist deutlich sichtbar ihre Linearität wird durch die logarithmische Wahl der y-Achse verzerrt. Die abgeschwächte Streufunktion verhindert eine außergewöhnliche Erhöhung der reflektierten Strahlung.

Weitere verwendete Modifikationen des MC-UNIK werden in Barker et al. (2003) beschrieben. Sie beruhen auf dem Vergleich der Beiträge der Streuprozesse mit Schwellwerten. Dies soll zum einen die Rechenzeit verkürzen, zum anderen die Varianz reduzieren. Der erste Ansatz ist der Vergleich des Beitrags eines Streuprozesses mit einem unteren Schwellwert  $\zeta_{\min}$ . Diese Methode dient der direkten Reduzierung der Rechenzeit bei der Bestimmung der reflektierten Strahldichten. Vollzieht ein Photon einen Streuprozess, so wird nach der 'Local Estimate'-Methode der Beitrag  $\zeta$  dieses Streueignisses an der gesamten Reflexion bestimmt. Ist dieser Beitrag zu gering ( $\zeta < \zeta_{\min}$ ), so wird er nicht weiter berücksichtigt. Dies tritt zum Beispiel dann auf, wenn die Streuprozesse in tiefen Bereichen der Wolke stattfinden. Die hier gestreuten Anteile an der gesamten Reflexion müssen durch die optisch dicken Bereiche der Wolke bis zum Detektor gelangen und werden dem BOUGET-LAMBERT-BEERSchem Gesetz folgend geschwächt. Ist ihr Beitrag an der gesamten Reflexion geringer  $\zeta_{\min}$ , wird dieser Beitrag nicht berücksichtigt. Der zweite Ansatz dient der Reduzierung der Varianz innerhalb eines Strahldichtefeldes. Hierbei wird am Ende des 'Local Estimate' Schrittes der Beitrag  $\zeta$  mit einem oberen Schwellwert  $\zeta_{\max}$  verglichen. Übersteigt der Beitrag diesen Schwellwert, so wird der direkte Anteil auf das Maximum  $\zeta_{\max}$  beschränkt, die Differenz  $\xi$  aus  $\xi = \zeta - \zeta_{\max}$  wird bei jedem Schritt gesammelt. Am Ende der Strahlungstransportberechnungen werden diese gesammelten Überschüsse  $\xi$  relativ zu dem schon bestehenden Strahldichtefeld verteilt. Es wird also die reflektierte Strahldichte an jedem Pixel nachträglich proportional zu der berechneten Reflexion erhöht. Wie schon bei der Anpassung der Streufunktion werden mit diesem Verfahren die Extrema aus der Verteilung der reflektierten Strahldichte herausgenommen, was die Bildung von 'Hot Spots' verhindert.

Fügt man beide Ansätze von Barker et al. (2003) zusammen, so setzt sich die reflektierte Strahldichte wie folgt zusammen:

$$L(x, y; \Theta, \Phi) = \begin{cases} \zeta_{\max} & ; \zeta \geq \zeta_{\max}, \\ \zeta & ; \zeta_{\min} \leq \zeta \leq \zeta_{\max}, \\ 0 & ; \zeta < \zeta_{\min} \end{cases} \quad (4.16)$$

$$L(x, y; \Theta, \Phi) = \sum^{N_{\text{photon}}} L(x, y; \Theta, \Phi) + \frac{\xi(\Theta, \Phi) \sum^{N_{\text{photon}}} L(x, y; \Theta, \Phi)}{\sum L}. \quad (4.17)$$

Die Parameter  $\zeta_{\min}$  und  $\zeta_{\max}$  sind im wesentliche frei wählbar. Bei der Implementierung in das bestehende MC-UNIK wurden jedoch die Vorschläge von Barker et al. (2003) übernommen und  $\zeta_{\min} = 10^{-3}$  gesetzt. Der obere Schwellwert  $\zeta_{\max}$  hingegen hängt direkt von dem Streuort und dem dort vorhandenen Streupartner ab. Er berechnet sich aus

$$\zeta_{\max}(f, g) = \frac{f}{4} \frac{1+g}{(1-g)^2}, \quad (4.18)$$

;  $f$  : Vorfaktor  
 $g$  : Asymmetrieparameter

wobei  $g$  gemäß Gleichung 3.16 bestimmt wird.

$$g = 2\pi \int_{-1}^{+1} \mu P(\mu) d\mu. \quad (4.19)$$

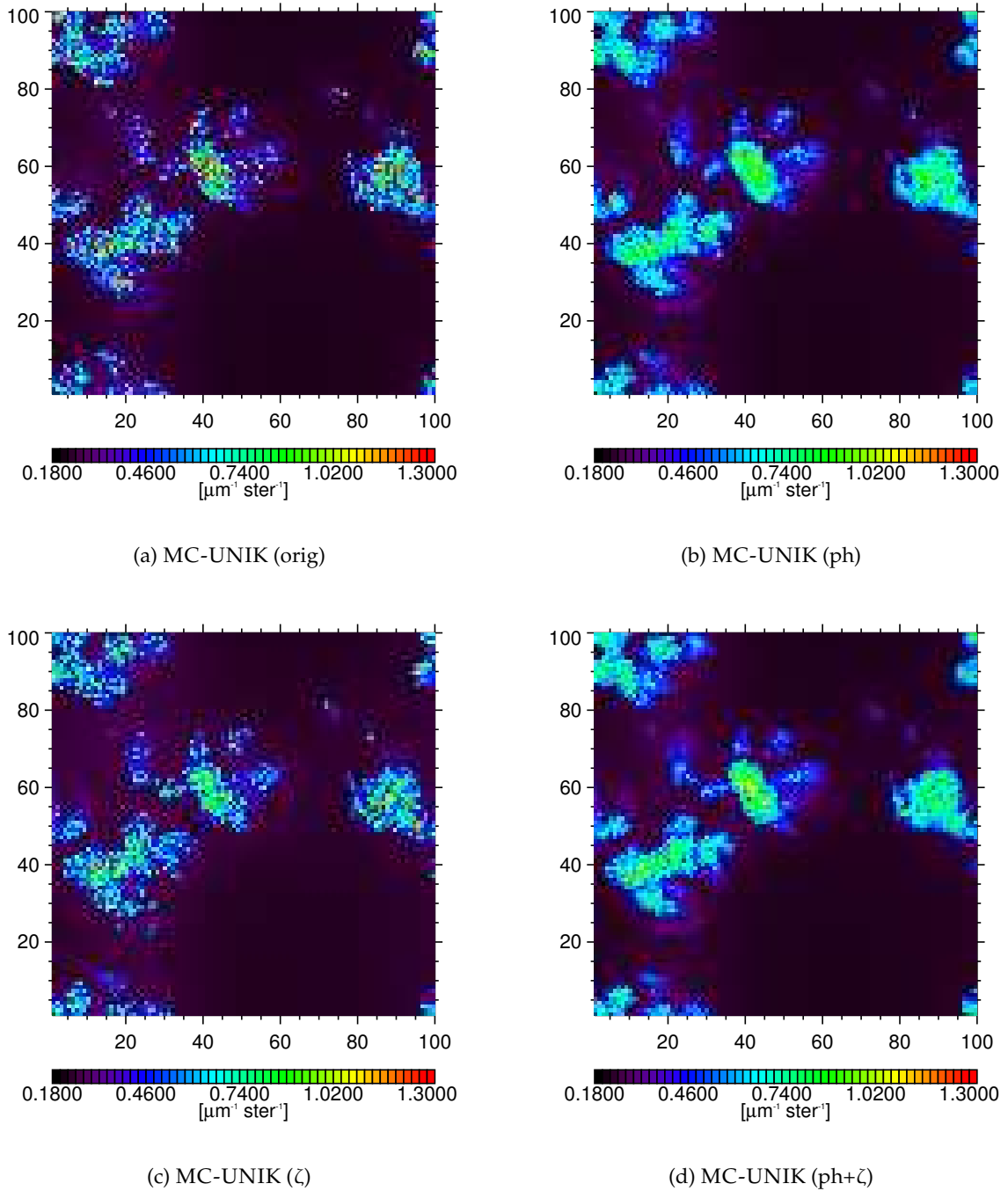
$$\mu = \cos(\Theta)$$

Die Auswirkungen der unterschiedlichen Modifikationen innerhalb des Ablaufes des MC-UNIK sind in den Abbildungen 4.3, 4.4 und in Tabelle 4.2 dargestellt. Abbildung 4.3 und Tabelle 4.2 basieren auf einer vorgegebenen dreidimensionalen Wolkenstruktur, die im Rahmen des Strahlungstransportmodellvergleichsprojektes I3RC (*Intercomparison of 3D Radiation Codes*, Cahalan et al., 2005b) verwendet wurde. In Abbildung 4.3 sind die Felder der reflektierten Strahldichte dargestellt, wie sie mit dem unterschiedlich modifizierten Strahlungstransportmodell berechnet wurden. Grundlage der Abbildung 4.4, die die Rauschreduzierung der verschiedenen Modellvarianten zeigt, ist ein zweidimensionaler Datensatz, der mit der IAAFT-Methode (Venema et al., 2006) generiert wurde.

Zur Unterscheidung der einzelnen Modellversionen wird folgende Notation eingeführt:

Notation	Veränderung in MC-UNIK
orig	unveränderte Modellversion MC-UNIK, $N_{\text{photon}} = 1 * 10^7$
orig 10 <sup>8</sup>	unveränderte Modellversion MC-UNIK, $N_{\text{photon}} = 1 * 10^8$
ph	Modifikation der Streufunktion
$\zeta$	Vergleich von Beitrag mit Schwellwerten
ph+ $\zeta$	Kombination aus ph und $\zeta$

**Tabelle 4.1:** Notation der verschiedenen Modellvarianten.



**Abbildung 4.3:** Strahldichtefelder berechnet mit den verschiedenen Modellversionen für den Fall I3RC Case4 Exp1. Die Notation entspricht der in Tabelle 4.1 eingeführten.

Im Vergleich der Abbildungen 4.3 (a) und 4.3 (b) ist der Einfluss der Veränderung des Vorwärtsstreuverhaltens deutlich zu erkennen. Abbildung 4.3 (a) stellt das resultierende Strahldichtefeld einer Berechnung ohne Modifikation der Streufunktion dar. Abbil-

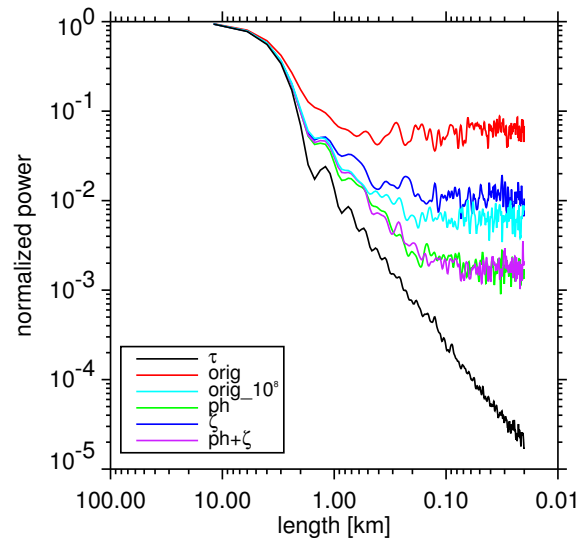
Modellversion	CPU Zeit [s]	Mittelwert(Feld) [ $\mu\text{m}^{-1} \text{ster}^{-1}$ ]	Varianz(Feld) [ $(\mu\text{m}^{-1} \text{ster}^{-1})^2$ ]	Schiefe(Feld) [ $(\mu\text{m}^{-1} \text{ster}^{-1})^3$ ]
mc-unik (orig)	3112.60	0.3000	0.0401	4.0061
mc-unik (orig $10^8$ )	32371.96	0.2972	0.0247	2.2209
mc-unik (ph)	2533.31	0.2949	0.0233	2.2629
mc-unik ( $\zeta$ )	2135.86	0.2862	0.0224	3.1272
mc-unik (ph+ $\zeta$ )	2123.92	0.2937	0.0216	2.2414

**Tabelle 4.2:** Vergleich der verschiedenen Modellvarianten in den Parametern Rechenzeit, Gebietsmittelwert, Varianz und Schiefe.

dung 4.3 (b) zeigt das Ergebnis der Simulation mit veränderter Streufunktion. Für Rechnungen mit unveränderter Streufunktion erkennt man eine deutlich erhöhte Anzahl von Pixeln mit einer reflektierten Strahldichte  $L > 1.2 \text{ W/m}^2 \mu\text{m ster}$ , die Varianz innerhalb des Feldes ist erhöht. Wie auch Tabelle 4.2 zeigt, hat die Veränderung der Streufunktion die Varianz innerhalb des Feldes reduziert.

Abbildungen 4.3 (c) und 4.3 (d) stellen die Ergebnisse der weiteren Modellmodifikationen dar. So wurde für das in Abbildung 4.3 (c) dargestellte Ergebnis nur der Ansatz von Barker et al. (2003) eingebaut, Abbildung 4.3 (d) zeigt das Ergebnis einer Kombination aus den Modellspezifikationen MC-UNIK(ph) und MC-UNIK( $\zeta$ ).

In Tabelle 4.2 sind die benötigte CPU Zeit, das Gebietsmittel, die Varianz bzgl. des Gebietsmittel und die Schiefe der berechneten Strahldichtefelder angegeben. Insgesamt führen alle drei Methoden (Modifikation der Streufunktion und quantitative Beurteilung der Reflexionsbeiträge) zur Varianzreduktion bzw. Zeitersparnis zum Erfolg, untereinander unterscheiden sie sich nur wenig. In Bezug auf die Zeitersparnis ist der größte Erfolg mit der Kombination aller drei Methoden zu erzielen. Mit Version MC-UNIK(ph+ $\zeta$ ) lässt sich die CPU Zeit um ca. 30 % reduzieren. Die Varianz innerhalb des Strahldichtefeldes wird bei quasi-konstantem Mittelwert ebenfalls reduziert (46 % für (ph+ $\zeta$ )). Die Schiefe gibt eine Neigung der Verteilung zu größeren (positiv) oder kleineren (negativ) Werten an. Die Schiefe unterscheidet sich im Vergleich zwischen den Ergebnissen der Versionen MC-UNIK(ph), MC-UNIK( $\zeta$ ) und MC-UNIK(ph+ $\zeta$ ) kaum, ist allerdings bei Verwendung der Ursprungsversion MC-UNIK(orig) fast doppelt so groß. Dies zeigt, dass alle drei Methoden geeignet sind, die Varianz bei gleichbleibendem Mittel so zu verringern, das die Bildung der sogenannten 'Hot Spots' verhindert werden kann. Vergleicht man die Ergebnisse des originalen Modells (MC-UNIK(orig)) mit der Rechnung des unveränderten Modells unter Berücksichtigung von  $10^8$  Photonen (MC-UNIK(orig  $10^8$ )), so ist der Effekt der Varianzreduktion festzustellen. Sie dient im Wesentlichen der Zeitersparnis, aber auch der Vermeidung von 'Hot Spots'. Das Ergebnis MC-UNIK(orig  $10^8$ ) zeigt eines ähnliches Gebietsmittel des Strahldichtefeldes und, im Gegensatz zu der Rechnung



**Abbildung 4.4:** Spektrale Darstellung der optischen Dicke bzw. der reflektierten Strahldichte, basierend auf Berechnungen der unterschiedlichen Modellversionen.

MC-UNIK(orig), auch ähnliche Werte der auf das Gebietsmittel bezogenen Varianz. Allein die Schiefe ist vergleichbar mit den Rechnungen basierend auf weniger Photonen.

Neben diesen Werten aus Berechnungen eines dreidimensionalen Wolkenfeldes soll in Abbildung 4.4 die Rauschunterdrückung als Folge der oben beschriebenen Anwendungen der Varianzreduktionsmethoden dargestellt werden. Diese Ergebnisse basieren auf der Simulation des Strahlungstransports in einem zweidimensionalen Wolkenfeld. Dazu ist das Energiespektrum der Strahldichtesimulationen sowie der optischen Dicke des Wolkenfeldes aufgetragen.

Nach der Turbulenztheorie (Kolmogorov, 1941) lässt sich die Abnahme der turbulenten kinetischen Energie als Funktion der Wellenzahl schreiben:

$$E(k) \sim k^{-\beta}. \quad (4.20)$$

Für die dreidimensionale turbulente kinetische Energie der Bewegung im Trägheitsunterbereich wurde die Steigung zu  $\beta = -5/3$  bestimmt. Dieser Zusammenhang wurde zum Beispiel von Davis et al. (1997, 1999) für Felder des Flüssigwassergehaltes LWC und der optischen Dicke  $\tau$  gefunden.

Im Abbildung 4.4 gibt die schwarze Kurve das Energiespektrum des Feldes der optischen Dicke wieder. Die übrigen farbigen Kurven symbolisieren die Energiespektren der verschiedenen Modellvariationen. So zeigt die rote Kurve das Spektrum des Strahldichtefeldes als Ergebnis des unveränderten Modelles (orig), die grüne nach Modifikation des Vorwärtsstrebereiches der Streufunktion (ph), blau unter Berücksichtigung der Schwellwerte ( $\zeta$ ) und violett nach der Kombination aus Schwellwerttest und Streufunktionsmo-

difikation (ph+ $\zeta$ ). Die hellbaue Kurve (orig  $10^8$ ) beruht auf dem Ergebnis der unveränderten Modellversion, allerdings unter Berücksichtigung von  $10^8$  Photonen. Allen anderen Berechnungen liegen  $10^7$  Photonen zu Grunde. In der Darstellung des Energiespektrums sollte die Energie dem Turbulenzgesetz folgend mit größer werdenden Frequenzen stetig abnehmen. Ein Rauschanteil in der Datenreihe führt jedoch dazu, dass auch die großen Frequenzen viel Energie enthalten. Betrachtet man das Energiespektrum des Feldes optischer Dicke (schwarz), so kann man die in der doppelt-logarithmischen Darstellung lineare Abnahme der Energie hin zu kleineren (größeren) Perioden (Frequenzen) feststellen. Man erkennt allerdings ebenso deutlich, dass die Ursprungsversion des Modells (orig) einen sehr großen Rauschanteil enthält. Da das Energiespektrum dem Varianzspektrum entspricht, ist festzustellen, dass die Varianz gleichmäßig auf alle Frequenzen verteilt ist. Um einen stabilen Zusammenhang zwischen Strahldichte und Wolkeneigenschaft zu finden, erhält man mit dieser Modellversion ein zu schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Da in der MONTE-CARLO-Methode der Fehler eine Funktion der Anzahl der Photonen ist, kann die Varianz durch eine Erhöhung der Photonenzahl verringert werden. Dies lässt sich durch die entsprechende Kurve in Abbildung 4.4 zeigen. Vergleicht man allerdings dieses Ergebnis mit denen der anderen Modellmodifikationen, so zeigt sich, dass die Reduktion der Varianz durch Erhöhung der Photonenzahl ungefähr in demselben Rahmen wie der Effekt durch Modifikation des Vorwärtsstreubereiches (ph) liegt. Nimmt man zusätzlich die Kurven der beiden anderen Modifikationen hinzu, so kann die Varianz innerhalb der simulierten Strahldichte am deutlichsten durch die Berücksichtigung der Stärke der Beiträge ( $\zeta$ ) reduziert werden.

Für die folgenden Studien ist eine möglichst varianzarme, aber auch CPU-Zeit sparende Berechnung großer Wolkenfelder notwendig. Mit Rücksicht auf die Anforderungen und im Vergleich der oben präsentierten Ergebnisse wurde die Modellversion mit der Kombination aus allen drei Methoden ausgewählt. Abbildung 4.4 zeigt zwar, dass der Hauptteil der Varianzreduktion wohl auf die Methoden zusammengefasst unter (ph) zurückgeführt werden kann, jedoch ist die benötigte CPU-Zeit für die Version MC-UNIK(ph+ $\zeta$ ) um nahezu 20 % geringer. Das prädestiniert diese Methode, im Folgenden vereinfacht MC-UNIK genannt, im Hinblick auf die gestellten Anforderungen im Rahmen dieser Studie.



## Kapitel 5

# Wolkenmodelle

Die optimale Möglichkeit zur Erfassung der mikrophysikalischen Eigenschaften einer Wolke ist die direkte Messung. Allerdings stößt man hier aus Sicht der Modellierung auf eine Reihe von Problemen. Eine Messung ermöglicht im optimalen Fall nur an einem bestimmten Ort und zu einem bestimmten Zeitpunkt eine genaue Erfassung der Wolken. Im Falle von bodengebundenen Messverfahren erhält man nur aus einem begrenzten Bereich eines gesamten Wolkenfeldes Informationen. Derzeit können die Messungen ein Wolkenfeld maximal zweidimensional erfassen, indem ein horizontales Feld der Strahldichte (z. B. per Satellit) oder ein vertikal und zeitlich aufgelöster Schnitt des Flüssigwassergehaltes (z. B. per schwenkbarem Mikrowellenradiometer) bestimmt wird. Für die Modellierung des Strahlungstransfers innerhalb eines dreidimensionalen Wolkenfeldes sind allerdings die gesamten dreidimensionalen Eigenschaften notwendig.

Um Informationen über Wolken und den Strahlungstransfer innerhalb von Wolkengebieten zu erhalten, muss man auf eine geeignete Repräsentation dieser Wolkenfelder zurückgreifen können. Nur eine detaillierte Berücksichtigung der wolkenphysikalischen Prozesse und möglichst hochauflösende dreidimensionale Simulationen von Wolken liefern den größtmöglichen Informationsinhalt für Strahlungstransferrechnungen.

Es existieren unterschiedliche Modelle und Verfahren, um die Mikrophysik innerhalb einer Wolke zu beschreiben. Sie liefern typischerweise eine Verteilung der Tropfengröße  $n(r)$ . Daraus lassen sich weitere charakteristische Größen wie Partikelanzahldichte  $N$ , Flüssigwassergehalt LWC oder effektiver Tropfenradius  $r_{eff}$  ableiten. Aus diesen lassen sich wiederum die geeigneten Eingangsparameter bestimmen, die in einem Strahlungstransportmodell Verwendung finden um die optischen Eigenschaften einer Wolke direkt oder indirekt zu beschreiben. Wie schon in Kapitel 3 erwähnt, sind dies im Wesentlichen der Volumenextinktionskoeffizient  $\beta_x$  und der effektive Radius einer Tropfengrößenverteilung  $r_{eff}$ .

Es existieren verschiedene Ansätze, Wolkenmikrophysik realistisch zu beschreiben. In

dynamischen Wolkenmodellen werden die physikalischen Gleichungen für Impuls-, Massen- und Energieerhaltung sowie das Tropfenwachstum gelöst. Der statistische Ansatz der Wolkenbeschreibung basiert auf der Verknüpfung von Messungen in geeigneter Art und Weise. Aus den Messungen können statistische Wolkeneigenschaften bestimmt werden. Diese bilden die Grundlage der Generierung neuer Wolkenfelder aus Parametern wie Flüssigwassergehalt oder geometrischer Dicke. Die so erzeugten Wolkenfelder enthalten statistische Eigenschaften, die so eng wie möglich an die der gemessenen Zeitreihen angepasst sind.

## 5.1 Dynamische Wolkenmodelle

Das Atmosphärenmodell GESIMA (GEesthachter SIMulationsmodell der Atmosphäre; (Kapitza, 1997; Eppel et al., 1995)) enthält ein Wolkenmodul, in dem die Wolkenmikrophysik über den Ansatz der Lösung physikalischer Gleichungen zum Beispiel für Tropfenwachstum bestimmt wird. GESIMA ist ein mesoskaliges, nicht-hydrostatisches Atmosphärenmodell, das zur Untersuchung der Zirkulation, der Energetik und des Schadstofftransportes im Küstenbereich entwickelt wurde. Besonderer Wert wurde deshalb auf die Formulierung der Wolkenbildung gelegt. Basierend auf den Grundgleichungen für Impuls-, Massen- und Energieerhaltung werden kleinskalige atmosphärische Prozesse simuliert. GESIMA wurde am Institut für Meereskunde in Arbeiten von Hagedorn (1996) und Bremen v. (2001) verbessert.

Prinzipiell stehen für die unterschiedliche Behandlung der Wolkenphysik in einem dynamischen Modell im Wesentlichen zwei Ansätze zur Verfügung. Einem liegt die explizite Berechnung der Mikrophysik, der Partikelspektren und des Tropfenwachstums zu Grunde. Da eine große Anzahl von Tropfenklassen und auch deren Wechselwirkungen untereinander berücksichtigt werden müssen, ist bei diesem Ansatz eine enorme Rechendauer nötig. Die zweite Methode, die auch in dem Wolkenmodul von GESIMA Anwendung findet, besteht aus einem Bulk-Modell. In dem Bulk-Parametrisierungsschema nach Levkov et al. (1992) wird Wasser in der kalten Phase in Eis und Schnee, in der warmen Phase in Regen und Wolkenwasser unterschieden. Form und Größenverteilung der Partikel werden vorgegeben, die Umwandlungsraten zwischen den Komponenten als Funktion der Feuchte und der Teilchenzahl parametrisiert. Um das so modellierte Wolkenfeld im Strahlungstransportmodell verwenden zu können, werden neben der Dimension der Wolke in jeder einzelnen Wolkenbox der Volumenextinktionskoeffizient  $\beta_x$  und der effektive Radius  $r_{eff}$  bestimmt und als wolkenbeschreibende Information in das Strahlungstransportmodell übernommen. Das Model GESIMA wird mit einer horizontalen Auflösung von 2 km und einer vertikalen Auflösung von 100 m am Boden bis zu 1 km in 10 km Höhe verwendet.

Ein weiteres Beispiel für ein dynamisches Wolkenmodell ist die Methode der Simulation von turbulenten Wirbeln (engl. *Large-Eddy Simulation* (LES)). Hierbei werden großskalige dreidimensionale Bewegungen explizit simuliert, während kleinskalige Turbulenz parametrisiert wird. In den letzten Jahren hat dieses Verfahren immer mehr an Bedeutung gewonnen. Da mittels der LES Methode Wolken mit einer Auflösung beschrieben werden können, die mit einem Feldexperiment nicht zu erzielen wäre, wird LES zur Untersuchung der turbulenten Struktur der sowohl bewölkten als auch unbewölkten Grenzschicht verwendet. Verschiedene Studien im Rahmen der GEWEX (*Global Energy and Water Experiment*) Cloud System Studies (GCSS) zeigen, dass LES Modelle in der Lage sind, die grundsätzliche Struktur dünner Kumulusbewölkung zu simulieren (Stevens et al., 2001; Siebesma et al., 2003; Neggers et al., 2003). Eine genaue Beschreibung der Large-Eddy-Simulation kann in Chlond (1992) oder Duynkerke (2004) nachgelesen werden.

Als drittes Beispiel für eine Wolkendarstellung nach expliziter Beschreibung der physikalischen Gleichungen sei ein 1.5-dimensionales Modell der Universität Bonn genannt (Issig, 1997). Auch dieses Modell simuliert konvektive Prozesse. Die etwas unübliche Angabe der Dimension des Modells bedeutet, dass neben einer vertikalen Säule auch deren Umgebung definiert werden muss, diese jedoch im Modellablauf zeitlich und räumlich konstant bleibt. Damit die Ergebnisse des Modells mit Messungen, z. B. denen eines Regenradars, verglichen werden können, ist ein besonderes Merkmal auf die Darstellung der Tropfengrößenverteilung gelegt worden. Aus diesen Verteilungen lassen sich optische Eigenschaften ableiten, die in das Strahlungstransportmodell eingehen.

## 5.2 Statistische Wolkenmodelle

Neben diesen dynamischen Wolkenmodellen existieren auch Modelle, die besonders die statistischen Eigenschaften der mikrophysikalischen Parameter einer dreidimensionalen Wolke berücksichtigen. Entscheidendes Kriterium bei der Wolkenerzeugung mit diesen statistischen Wolkenmodellen ist die Wahrung des spektralen Verhaltens oder der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion einer Eigenschaft wie dem Flüssigwassergehalt der Wolke. Wie schon oben erwähnt, kann die nichtlineare Natur der Wolkenentwicklung sowie eine nur begrenzte Auflösung eines Wolkenfeldes nur durch eine Parametrisierung der entscheidenden physikalischen Gleichungen für Kondensationswachstum, Koaleszenz (Verschmelzen) und Koagulation (Kollision und Verschmelzen) berücksichtigt werden. Aus der Sicht der Modellierung des Strahlungstransfers ist es deshalb wünschenswert eine weitere, unabhängige Alternative zu Wolkenmodellen zu besitzen.

Es existieren unterschiedliche Arten von statistischen Modellen. Fraktale Wolkenmodelle zum Beispiel konstruieren ein Wolkenfeld mit einer Fourier-Methode (Barker und Davis, 1992). Sie werden oft aus einem dem Potenzgesetz (Gl. 4.20) folgenden Energiespektrum mit einem Exponenten  $\beta = -5/3$ , wie er in Stratokumuluswolken gemessen wird, erzeugt. Ein normalverteiltes Rauschen wird mittels der Fouriertransformation (Gl. 4.11) in den Frequenzraum übertragen. Dort wird dieses Rauschen dem Turbulenzgesetz folgend mit  $k^{-\beta}$  (Gl. 4.20) gefiltert und anschließend mit der inversen Fouriertransformation in den Ortsraum zurücktransformiert. Hier können beliebig Mittelwert und Standardabweichung der betrachteten Eigenschaft angepasst werden. Das so entstandene Feld enthält nun den vorgegebenen Mittelwert und Standardabweichung, das spektrale Verhalten entspricht einer Steigung von  $\beta$ .

Eine andere populäre Methode sind Kaskadenmodelle (engl. *Bounded Cascade Model*), die fraktale Wolkenfelder mit einer unterbrochenen Struktur erzeugen (Cahalan, 1994).

Neben diesen Ansätzen existieren auch Methoden, bei denen kein perfektes Energiespektrum verwendet wird. Di Giuseppe und Tompkins (2003) entwickelten das Modell SITCOM (Spectral Idealized Thermodynamically Consistent Model). Es basiert auf der Fourier Methode und generiert Wolkenfelder aus einem vertikalen Profil des Flüssigwassergehaltes LWC und dessen Standardabweichung. Zur Beschreibung des spektralen Verhaltens der generierten Felder können sowohl das Potenzgesetz, als auch, wie in Di Giuseppe und Tompkins (2003) beschrieben, eine Gamma-Funktion verwendet werden. Das Turbulenzgesetz beschreibt die interne Organisation eines Wolkenfeldes generell gut, allerdings treten in der Natur auch andere Organisationsmerkmale wie Gravitationswellen und Leewellen oder regelmäßige Bernard-Konvektionszellen auf. Mit der Wahl einer Gammafunktion können auch solche Merkmale simuliert werden, die dominierende Skala kann systematisch verändert werden.

Ein von Evans und Wiscombe (2004) entwickeltes Wolkenmodell generiert Wolkenfelder aus zweidimensionalen RADAR-Profilen des LWC und erzeugt daraus ein dreidimensionales Feld des LWC und des effektiven Radius  $r_{\text{eff}}$ . Dieses entstandene Feld ist so beschaffen, dass seine Statistik möglichst nah an die des Eingangsfeldes angepasst ist. Hierzu verwenden Evans und Wiscombe ebenfalls die Fourier-Filtermethode. Im Gegensatz zu der standardisierten Methode wird bei Evans und Wiscombe besonders die Kreuz-Korrelationsmatrix des Feldes des normalverteilten Rauschens so gewählt, dass diese bestmöglich an die Kreuz-Korrelationsmatrix des Eingangsfeldes angepasst ist. Da ein beobachtetes Feld des LWC in den meisten Fällen nicht normalverteilt ist, kommt es bei der Anpassung des normalverteilten Feldes an die gemessene Verteilung des LWC zu einer Veränderung der Korrelationsfunktion. Durch die Wahl der geeigneten Kreuz-Korrelationsmatrix wird gewährleistet, dass die Korrelationsfunktionen auch nach Transformation in den Frequenzraum identisch bleiben.

Venema et al. (2006) verwenden die IAAFT-Methode (Iterative Amplitude Adapted Fourier Transform algorithm), um aus gemessenen Datenreihen (LWC, LWP oder Wolkenunterkantenhöhe) zwei- oder dreidimensionale Wolkenfelder zu erzeugen. Diese generierten Felder sind so beschaffen, dass die statistischen Eigenschaften, wie zum Beispiel das spektrale Verhalten der Varianz, dem des Eingangsfeldes gleichen. Da gemessene Datensätze verwendet werden, entsprechen die künstlichen Wolkenfelder den Gegebenheiten, wie sie zum Zeitpunkt der Messung vorherrschten. Dies ist besonders dann von Vorteil, wenn sowohl makro- und mikrophysikalische als auch Strahlungseigenschaften einer Wolke durch Messung und Modellierung verglichen werden sollen. Der gesamte Algorithmus basiert auf der Fouriermethode, wurde allerdings so modifiziert, dass sowohl das Energiespektrum als auch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionsverteilung (Amplitude) des betrachteten Parameters (z. B. Flüssigwassergehalt LWC oder vertikal integrierter Flüssigwassergehalt LWP) spezifiziert werden kann. Im ersten Schritt der Methode werden die Datenpunkte zufällig vermischt. Während jeder Iteration werden zuerst das Fourierspektrum und anschließend die Amplitude angepasst. Um das gewünschte, vorgegebene Spektrum zu erhalten, werden nach jeder Fouriertransformation die Fourierkoeffizienten der iterierten Zeitreihe durch die der originalen Zeitreihe ersetzt. Um auch die Amplituden anzupassen, werden beide Zeitreihen (Original( $x_i$ ) und Iteration ( $m_i$ )) sortiert. In der neuen Zeitreihe werden nun die  $m_i$  an die Position der  $x_i$  des gleichen Ranges verschoben. Diese Anpassungen werden so lange wiederholt, bis ein Konvergenzschwellwert unterschritten wird. Dieser Schwellwert wird aus dem Verhältnis der Differenz der letzten beiden Iterationsschritte und der totalen Standardabweichung bestimmt.

Einen statistischen Ansatz verfolgt auch das Modell CLABAUTAIR (CLOUD liquid water content and effective radius retrieval By an AUTomated use of AIRcraft measurements) von Scheirer und Schmidt (2005). Im Gegensatz zu den anderen hier vorgestellten statistischen Wolkenmodellen verzichten sie auf die Verwendung einer Fourierkomponente. In CLABAUTAIR wird aus eindimensionalen Flugzeugmessungen ein dreidimensionales Feld des Flüssigwassergehaltes und des effektiven Radius  $r_{\text{eff}}$  abgeleitet. In einem ersten Schritt werden die Hauptflugrichtungen bestimmt. Entlang dieser Richtung wird die Autokorrelationsfunktion der Zeitreihe berechnet. Nachdem die Messdaten in ein gleichmäßiges Wolkengitter eingepasst wurden, werden die restlichen Wolkenboxen, gewichtet mit den Autokorrelationskoeffizienten der gemessenen Datenreihen mit LWC- und  $r_{\text{eff}}$ -Werten gefüllt. Um das entstandene Wolkenfeld an die räumliche Verteilung der Messungen anzupassen, werden am Ende die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Messungen auf das Feld abgebildet.

Wie die Beschreibung der oben erwähnten Modelle und Ansätze zeigt, ist die möglichst genaue Realisierung der Wolken und ihrer Mikrophysik ein bedeutendes, aber auch weites Feld.

Löhnert und Crewell (2003) zeigen anhand verschiedener Ableitungen des LWP aus bodengebundenen Mikrowellenmessungen, dass die Art der Modellierung eines Wolkenfeldes einen großen Einfluss auf das entwickelte Ableitungsverfahren haben kann. Sie wendeten Ableitungsverfahren, die auf der unterschiedlichen Kombination verschiedener Mikrowellenkanäle basieren, auf Wolkenfelder aus Wolkenmodellen an. Dabei fanden sie für die Ableitungsverfahren, die auf einer klassischen Verwendung von zwei spektralen Kanälen beruhen, keine Abhängigkeit des abgeleiteten Wolkenfeldes von dem Wolkenmodell. Bei der Hinzunahme einer weiteren Frequenz hingegen bildet sich ein systematischer Fehler als Funktion des verwendeten Wolkenmodells heraus. Löhnert und Crewell (2003) weisen hierbei darauf hin, dass nicht zwangsläufig eine Zunahme der Frequenzen zu einer Erhöhung des systematischen Fehlers im Ableitungsverfahren führt. Da verschiedene Wolkenmodelle unterschiedliche Stadien der Atmosphäre repräsentieren, muss bei der Entwicklung von Ableitungsverfahren die Wahl des Wolkenmodells berücksichtigt werden.

In dieser Arbeit soll auf schon bekannte Verfahren zurückgegriffen werden. Die Wolkenfelder, die im Folgenden Verwendung finden, stammen aus dem Model GESIMA, das bereits am IFM-GEOMAR Anwendung findet. Außerdem werden Felder aus dem Modell nach Issig (1997) und der IAAFT-Methode nach Venema et al. (2006) verwendet. Die IAAFT-Methode wurde im Rahmen von 4DWOLKEN, in dem auch diese Arbeit gefördert wurde, entwickelt und bietet im Vergleich besonders zu GESIMA eine höhere horizontale Auflösung von ca. 250 m.

## Kapitel 6

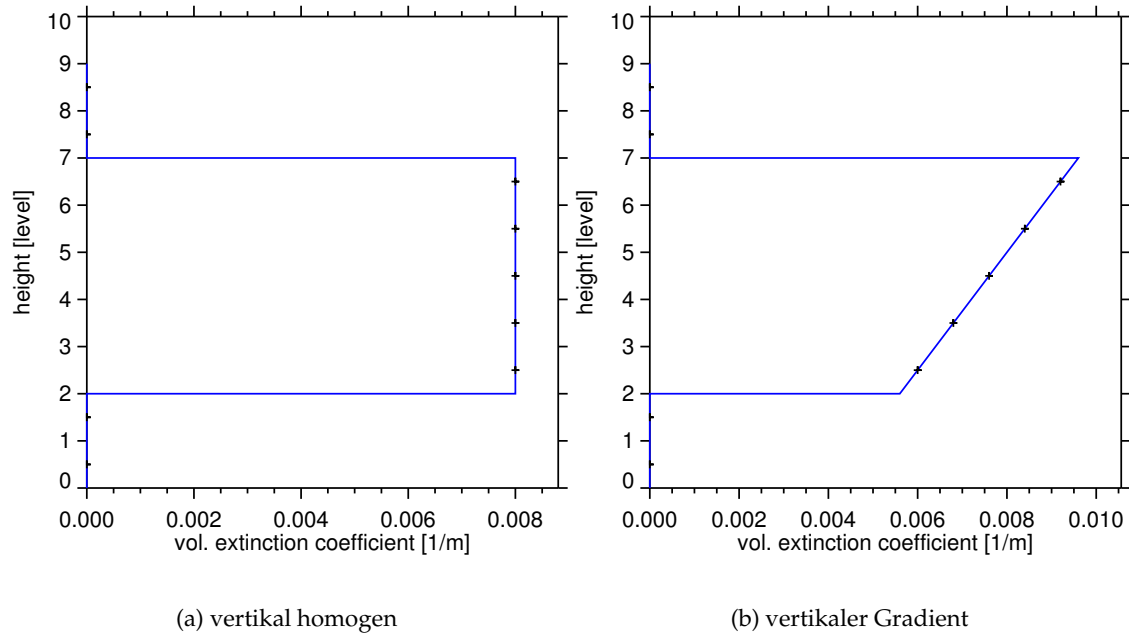
# Einfluss der vertikalen Wolkenstruktur auf die reflektierte Strahldichte

Die einzige wolkenrelevante Größe, die ein Radiometer an Bord eines Satelliten misst ist die von Wolkenfeldern oder diskreten Wolken reflektierte solare oder emittierte thermische Strahlung. Deshalb kann nur die gemessene Strahldichte genutzt werden, um auf Wolkentypen oder Wolkenmikrophysik zu schließen. Dieser Zusammenhang wird in Fernerkundungsalgorithmen typischerweise auf der Pixelbasis dargestellt. Hierbei wird die gemessene Strahldichte mit der Wolkeneigenschaft (z. B. optische Dicke) einer Wolkenregion/Säule in Verbindung gesetzt. Das Ziel dieser Studie ist Messungen zu simulieren wie sie ein auf einem Satelliten befestigtes Radiometer messen würde. Hierzu werden die in Kapitel 4 beschriebenen Strahlungstransportmodelle MC-UNIK und für die Bestimmung mehrdimensionaler Gewichtsfunktionen MC-UNIK-BW verwendet. Da in der Simulation alle wolkenbeschreibenden Eigenschaften bekannt sind, lässt sich für eine feste Beobachtungs- und Beleuchtungsgeometrie die Beziehung zwischen Wolkeneigenschaft und reflektierter Strahldichte exakt bestimmen.

Zuerst soll bei der Betrachtung des Einflusses der Wolkenstruktur auf die solare reflektierte Strahldichte die Variation der Struktur auf die Vertikale beschränkt werden.

Um die Reaktion des Reflexionsverhaltens auf eine veränderte vertikale Wolkenstruktur zu untersuchen, soll der Grad der Inhomogenität innerhalb der Wolke variiert werden ohne dabei die optische Dicke der gesamten Wolkensäule zu verändern.

Die Wolke wird, im einfachsten Fall, durch ein künstliches eindimensionales neunschichtiges Säulenprofil dargestellt. Jede Schicht ist durch einen Volumenextinktionskoeffizienten  $\beta_x$  und einen effektiven Radius  $r_{\text{eff}}$  der Wolkentropfenverteilung repräsentiert. Für jede Wolkenschicht werden abhängig vom Effektivradius und der Wellenlänge die



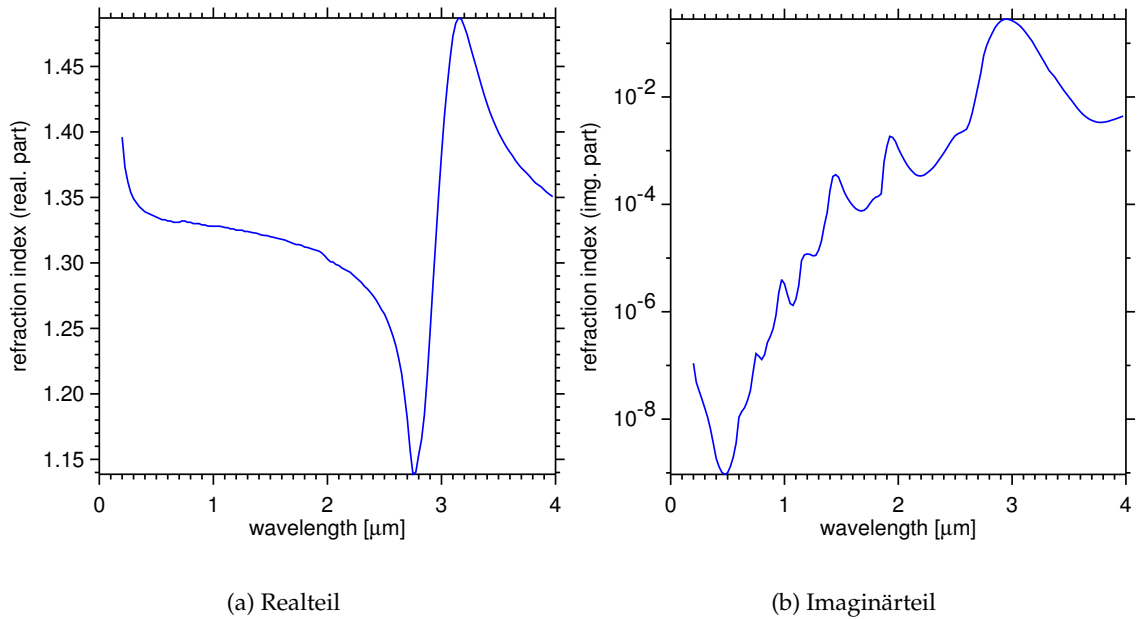
**Abbildung 6.1:** Vertikale Profile des Volumenextinktionskoeffizienten; die Kreuze geben den Extinktionskoeffizienten der Schichtmitte an.

Einfachstreueralbedo  $\omega_0$  und (MIE)-Streufunction angegeben. Die obersten und untersten zwei Schichten sind wolken- und atmosphärenfrei.

Die Profile von Extinktionskoeffizient und effektivem Radius werden systematisch verändert. Um ein breiteres Wolkenspektrum zu erhalten, werden alle Experimente auf zwei Profiltypen angewendet. Diese sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Das erste Profil (Abb. 6.1 (a)) besteht aus einem vertikal homogen verteiltem Extinktionskoeffizienten, während beim zweite (Abb. 6.1 (a)) der Extinktionskoeffizient mit der Höhe ansteigt (vertikaler Gradient), wie in der Natur zu beobachteten ist (Pruppacher und Klett, 1997). Desweiteren werden die Berechnungen für drei verschiedene optische Dicken ( $\tau = 10, 20, 40$ ) durchgeführt. Um die Inhomogenität eines Profiles zu beeinflussen, wird der Extinktionskoeffizient in jeweils einer Schicht um 25 % erhöht und gleichzeitig in den anderen Schichten verringert. Die optische Dicke der gesamten Wolke bleibt jedoch erhalten. Diese Variation der vertikalen Struktur wird in jeder Schicht durchgeführt.

Zu Beginn der Untersuchung wird der effektive Radius der Wolkentropfen auf  $16 \mu\text{m}$  gesetzt und festgehalten. In einem zweiten Schritt wird zusätzlich der effektive Radius verändert. In der Schicht, in der die Änderung des Extinktionskoeffizienten erfolgt, wird der effektive Radius um  $2 \mu\text{m}$  erhöht und die Radien der übrigen Schichten um den gleichen Wert verringert. In jeder Schicht findet somit eine systematische Variation von Extinktionskoeffizient und Streu- bzw. Absorptionseigenschaften sowie der Größe der Streupartner statt.



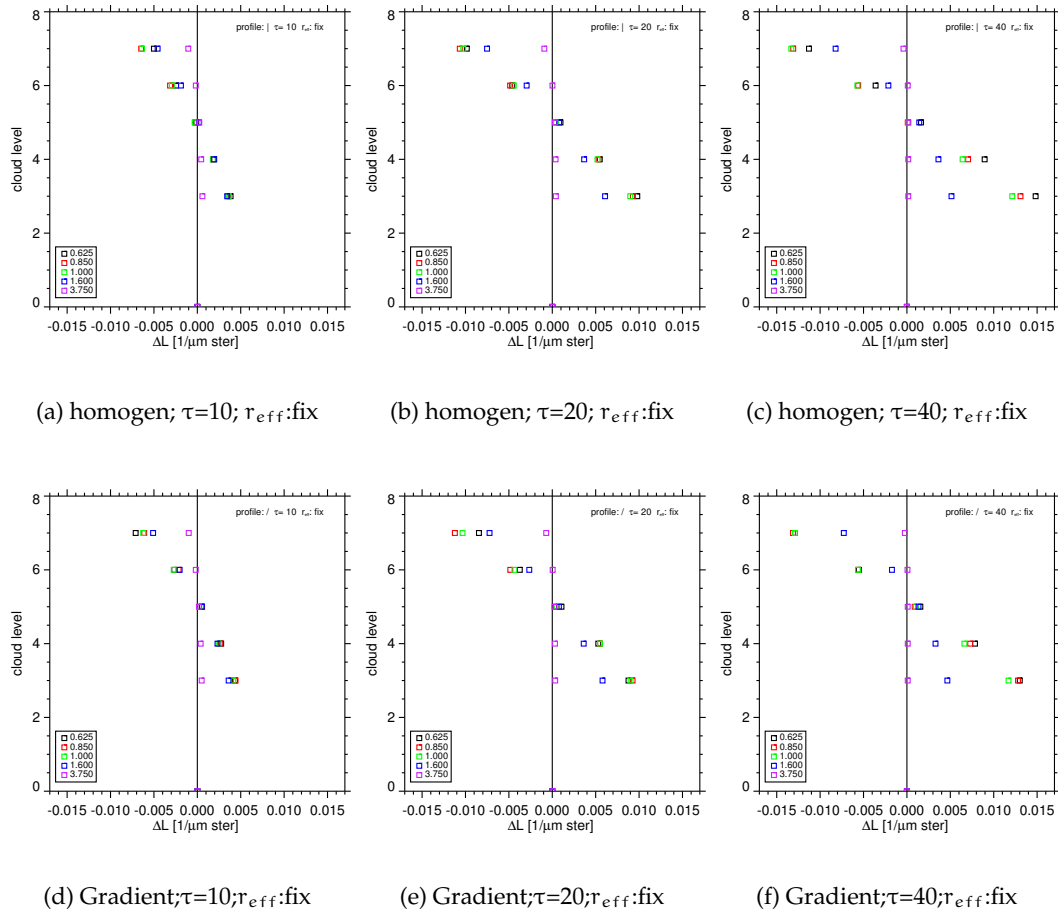


**Abbildung 6.2:** Brechungsindex für Wasser.

Die gesamten Rechnungen wurden für fünf Wellenlängen durchgeführt, die von dem AVHRR (ADVANCED VERY HIGH RESOLUTION RADIOMETER) Messgerät, das auf den NOAA Satelliten betrieben wird, verwendet werden. Dies erlaubt eine Simulation von satellitenbasierter Fernerkundung. Aufgrund der Spezialisierung auf den solaren Spektralbereich wurden für die folgenden Untersuchungen  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$ ,  $0.850 \mu\text{m}$ ,  $1.000 \mu\text{m}$ ,  $1.600 \mu\text{m}$  und  $3.750 \mu\text{m}$  herangezogen, welche die Wellenlängen der Kanäle 1 und 2 sowie 3a und 3b des AVHRR repräsentieren. Aus  $\lambda = 1.600 \mu\text{m}$  wird häufig der effektive Tropfenradius abgeleitet.

Neben diesen Einstellungen wurden eine Bodenalbedo  $\alpha_{\text{surf}} = 0.0$  (schwarzer Untergrund), die Sonnengeometrie  $\Theta_0 = 60^\circ$  und  $\phi_0 = 0^\circ$ , und eine Nadir-Beobachtungsgeometrie ( $\Theta = 0^\circ$  und  $\phi = 0^\circ$ ) gewählt.

Als Ergebnisse der Experimente sind in den Abbildungen 6.3 und 6.4 die Differenzen der Strahldichten dargestellt. Die Differenz bildet sich aus der Strahldichte berechnet für das Referenzprofil und der Strahldichte des veränderten Profiles. Die Differenzen der Strahldichten (Abszisse) sind als Funktion der Schicht (Ordinate), in der das Referenzprofil geändert wurde, aufgetragen. Die Abbildungen sind nach optischer Dicke sowie Art des Experimentes aufgeteilt; die optische Dicke nimmt von links nach rechts zu. In der obersten Zeile sind jeweils die Strahldichtedifferenzen bezüglich der Änderung eines vertikal homogenen Ausgangsprofiles, in der zweiten Zeile bezüglich eines Profiles mit einem ansteigenden Extinktionskoeffizienten mit der Höhe dargestellt. Alle Berechnun-



**Abbildung 6.3:** Differenz der reflektierten Strahldichte als Funktion des Ortes der Änderung des Profils des Extinktionskoeffizienten. (a-c): homogenes Ausgangsprofil, (d-f): Gradientprofil.

gen, die zu Abbildung 6.3 geführt haben, beinhalten einen konstanten effektiven Radius, während die in Abbildung 6.4 dargestellten Berechnungen die Veränderung des vertikalen Profils des effektiven Tröpfchenradius berücksichtigen.

Auf der Ordinate ist jeweils die geänderte Schicht aufgetragen. So deutet 'cloud level' = 0 auf das Ergebnis der Referenzrechnung hin. 'cloud level' = 3 gibt eine Änderung in der untersten Wolkenschicht, 'cloud level' = 7 eine Änderung in der obersten Wolkenschicht an. Auf der Abszisse ist die Differenz der reflektierten Strahldichte bezüglich der Referenzrechnung dargestellt. Die Rechnungen an den verschiedenen Wellenlängen unterscheiden sich durch die Farbgebung.

Insgesamt sind die Differenzen der Strahldichten relativ gering. Für den Großteil der Berechnungen liegen sie zwischen 1 % und 5 %, in einigen Fällen bis 10 % der reflektierten solaren Strahlung.

Grundsätzlich ist festzustellen, dass die Differenzen mit zunehmender optischen Dicke

ansteigen. Ebenfalls erkennt man durch den Vergleich der einzelnen Wellenlängen den Einfluss der Absorption.

Abbildung 6.2 stellt den Realteil und den Imaginärteil des Brechungsindex für Wasser als Funktion der Wellenlänge von  $\lambda = 0.2 - 4.0 \mu\text{m}$  dar. Während der Realteil (Abb. 6.2 (a)) die Brechkraft angibt, ist der Imaginärteil (Abb. 6.2 (b)) ein Maß für die Absorptionstärke. Man erkennt deutlich, dass die Absorption im sichtbaren Spektralbereich am geringsten ist, diese aber ab  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$  stark ansteigt und ihr Maximum bei ca.  $\lambda = 2.9 \mu\text{m}$  erreicht. Vergleicht man diese Kurve mit den für die Experimente gewählten Wellenlängen, so lassen sich diese unterschiedlichen Absorptionsstärken zuordnen. Die reflektierte Strahldichte hängt also mit größer werdender Wellenlänge nicht allein von den Streuprozessen, sondern auch von der Absorption ab.

Für die Wellenlängen des Spektralbereiches von  $\lambda = 0.625 - 1.000 \mu\text{m}$  ist die Absorption so gering, dass sie vernachlässigt werden kann. Dies zeigt sich in Abbildung 6.3 in einem ähnlichen Verlauf der Differenzen der Strahldichten dieses Spektralbereiches bei einer veränderten Inhomogenität in der Wolke. Bei  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  ist die Absorption so dominant, dass sich eine Veränderung innerhalb der Wolke kaum in einer veränderten reflektierten Strahldichte niederschlägt. Während die Ergebnisse für  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  aufgrund der hohen Absorption lediglich gering von der optischen Dicke beeinflusst sind, ist bei den anderen Wellenlängen eine Zunahme der absoluten Differenz mit ansteigender optischer Dicke der Wolke zu erkennen.

Bei einer detaillierteren Betrachtung, stellt man eine Abhängigkeit der Differenz in der reflektierten Strahldichte von dem Ort der Zunahme innerhalb des vertikalen Profiles fest. Findet die Änderung des Profiles im unteren Bereich der Wolke statt, so erhöht sich die Reflexion, wohingegen sie sich im Vergleich zu der Referenzrechnung verringert, wenn eine Erhöhung des Extinktionskoeffizienten im oberen Wolkenbereich vorgenommen wird.

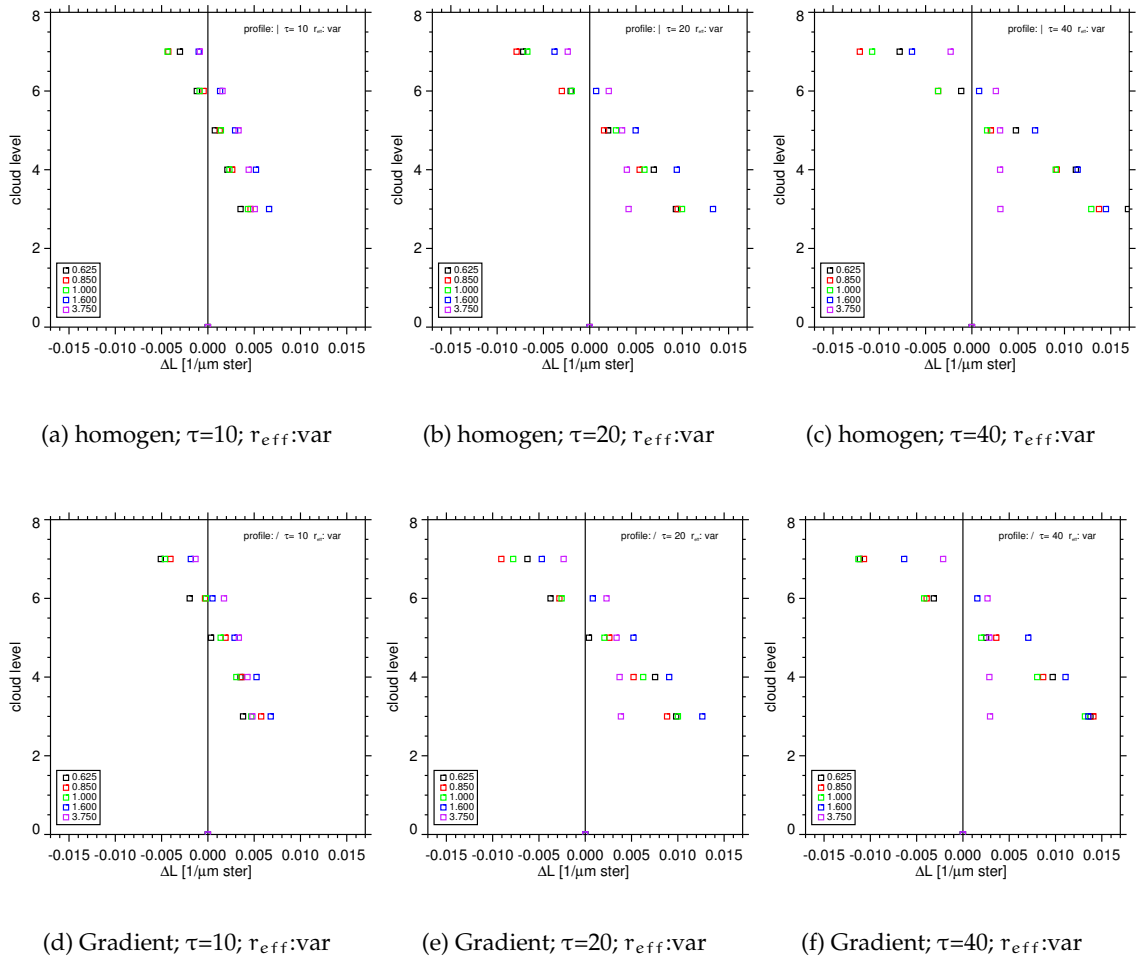
Da eine Erhöhung in der untersten Wolkenschicht ('cloud level' = 3) gleichzeitig eine Reduzierung in den anderen Schichten bedeutet kann die Streuung und Absorption aus dieser Schicht verstärkt zu der gesamten reflektierten Strahldichte beitragen. Da die optische Dicke der oberen Schichten verringert ist, können die Photonen tiefer in die Wolke eindringen. Auf dem Weg durch die Wolke haben sie schon einige Streuprozesse vollzogen, weshalb es in den unteren, optisch dicken Wolkenbereichen zu herkunftsrichtungsunabhängiger, diffuser Streuung kommt, die eine verstärkte Reflexion erzeugt. In der 'Local Estimate'-Methode wird der Beitrag jedes Streuprozesses an der gesamten Reflexion bestimmt, indem das Photonengewicht zum Zeitpunkt des Streuvorganges mit der optischen Dicke entlang des direkten Weges in den Detektor geschwächt wird (vgl. Gl. 4.8). Wegen der relativ zur Referenzsituation geringeren optischen Dicke im Bereich darüber, können die Beiträge der Streuprozesse in der gesamten Wolkensäule stärker zu der gesamten Reflexion beitragen. Die unteren Wolkenschichten bilden einen guten

Reflektor. Im Gegensatz dazu führt eine Erhöhung der optischen Dicke in der obersten Wolkenschicht zu einer blockierenden Situation. Die oberste Schicht ist im Vergleich zu den unteren relativ dick. Da die Photonen bei den ersten Streuprozessen noch eine 'Erinnerung' an die Herkunftsrichtung haben und die Streufunktion eine starke Vorwärtsstreuung zeigt, können die Photonen bevorzugt durch den oberen Wolkenbereich in die unteren Bereiche transmittieren. Die Beiträge der hier gestreuten Strahlung können aufgrund der hohen optischen Dicke entlang des Weges in den Detektor weniger stark zu der reflektierten Strahldichte beitragen. Hinzu kommt, dass die Photonen wegen der geringen optischen Dicke der unteren Wolkenbereiche leichter bis zum Boden transmittieren können, dort absorbiert werden ( $\alpha_{\text{surf}} = 0.0$ ) und nicht mehr für die Transmission zur Verfügung stehen. Insgesamt ist also die Reflexion im Vergleich zu der Referenzsituation verringert.

Neben der Abhängigkeit von der Position der Modifikation der Inhomogenität innerhalb des Profils ist zusätzlich eine Sensitivität bezüglich der Wellenlänge festzustellen. Für die Wellenlängen  $\lambda = 0.625 - 1.000 \mu\text{m}$  ist die Strahldichtedifferenz zum ungestörten Referenzfall größer als für die Wellenlängen  $\lambda = 1.600 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$ . Dies ist mit der oben beschriebenen höheren Absorption in diesen Spektralbereichen zu erklären.

Für  $\tau = 10$  zeigt sich mit Ausnahme von  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  kein besonderer Unterschied in den Differenzen der Strahldichten bei den einzelnen Wellenlängen. Nimmt die optische Dicke allerdings zu, so führt dies zu einer Aufspreizung der Datenpunkte. Bei den Ergebnissen für  $\tau = 40$  ist der oben erwähnte Einfluss der Absorption am deutlichsten erkennbar. Er führt zu einer leichten Dämpfung der Differenzen. Vergleicht man die Ergebnisse des gleichen Wolkenprofils bei unterschiedlicher optischer Dicke, so stellt man für  $\lambda = 0.625 - 1.000 \mu\text{m}$  mit zunehmender optischer Dicke eine Zunahme in der Differenz zu der reflektierten Strahldichte des unveränderten Profils fest. Bei den stärker absorbierenden Wellenlängen  $\lambda = 1.600$  und  $3.750 \mu\text{m}$  hingegen bleiben die Differenzen nahezu unverändert.

Als zweiter Profiltyp wurde ein Gradientenprofil untersucht. Schon die unveränderte Referenzversion des Profils ist vertikal inhomogen; es herrscht die oben erwähnte blockierende Situation. Demzufolge zeigen auch die Kurven das gleiche Verhalten (positive Differenzen bei Verstärkung in unteren Wolkenregionen, negative Differenzen bei Modifizierung der oberen Wolkenbereiche). Bei der Verstärkung einer der unteren Schichten wird die Inhomogenität des Profils abgeschwächt. Die Photonen können, im Vergleich zur Referenzsituation, in tiefere Wolkenbereiche vordringen, es tritt eine Abschwächung der blockierenden Situation ein und es können mehr Photonen stärker zur gesamten Reflexion beitragen. Im umgedrehten Fall wird die schon vorhandene Inhomogenität zusätzlich verstärkt, was zu einer negativen Differenz der reflektierten Strahldichte führt. Vergleicht man die Ergebnisse dieses Profils mit denen des homogenen Ausgangspro-



**Abbildung 6.4:** wie Abb. 6.3. Zusätzlich wird das Profil des effektiven Radius modifiziert. (a-c): homogenes Ausgangsprofil, (d-f): Gradientprofil.

files, so erkennt man keine grundsätzlichen Unterschiede, da die Differenzen zu der Referenzsituation dargestellt sind. Wie oben erwähnt, bedeutet eine Verstärkung der oberen Wolkenschichten bei beiden Profiltypen eine Verstärkung der Inhomogenität. Dies führt in beiden Fällen zu einer Verringerung der reflektierten Strahldichte. Die Absorption bei  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  ist so groß, dass sich auch bei diesem Profil keine nennenswerte Änderung in der Strahldichtedifferenz zeigt. Nimmt die optischen Dicke zu, so fällt für das der Natur nachempfundene Profil ebenfalls eine stark Abhängigkeit von der gewählten Wellenlänge auf. Als Reaktion auf die Zunahme in der Schicht 'cloud level' = 3 zeigt sich eine unterschiedliche Zunahme der Reflexion, die Aufspreizung der Punkte ist allerdings nicht so stark wie im Fall mit homogenem Referenzprofil. Allerdings ist auch hier wieder der Einfluss der hohen Absorption bei  $\lambda = 1.600$  und  $3.750 \mu\text{m}$  zu erkennen.

In Abbildung 6.4 sind die Differenzen der Strahldichten für die Berechnungen mit zusätzlich variiertem Effektivradius dargestellt. Alle Ergebnisse zeigen, dass die Variation des effektiven Radius einen deutlichen Effekt auf die reflektierte solare Strahlung hat. Dies ist besonders bei den Wellenlängen mit hohem Absorptionsverhalten der Fall. Während die Form des Extinktionsprofils bei festem Tröpfchenradius nahezu keinen Einfluss auf die Reflexion bei  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  zeigt, verändert die zusätzliche Variation des effektiven Radius das Reflexionsverhalten. Beim Vergleich der einzelnen Datenpunkte der verschiedenen Experimente (fixer und variabler Effektivradius), erkennt man eine unterschiedliche Anordnung. Die zusätzliche Modifikation der Tropfengröße schlägt sich je nach Wahl der Wellenlänge unterschiedlich nieder. Für die Wellenlängen  $\lambda = 0.625, 0.850$  und  $1.000 \mu\text{m}$  nimmt die Reflexion, wie schon im Experiment mit festem Effektivradius, bei einer Zunahme in der unteren Wolkenregion zu und bei einer Zunahme der oberen Schichten ab. Führt man den Vergleich dieser Ergebnisse mit denen bei festem Effektivradius für die längeren Wellen durch, ergibt sich ein etwas anderes Verhalten. Eine Zunahme des Effektivradius in einer Schicht bedeutet gleichzeitig eine Verringerung des Effektivradius in den anderen Schichten. Bei einer Zunahme in den untersten Schichten treten in allen anderen Schichten kleinere Tropfen auf, die zu einer erhöhten Streuung führen. Diese übertrifft offensichtlich die Absorption und führt zu einer Zunahme der Reflexion (bei  $\tau = 10$ ). Nimmt die optische Dicke zu, so ergibt sich wieder ein ähnliches Bild wie bei dem Ergebnis mit festem Effektivradius. Bei  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  bleibt die Differenz zwischen den reflektierten Strahldichten der unterschiedlichen Wolkenprofile gleich, bei den anderen Wellenlängen nimmt die absolute Differenz jedoch zu. Wie zu erwarten, kann eine Variation des effektiven Radius den Effekt einer blockierenden Situation innerhalb der Wolke aber nicht abschwächen. In allen Ergebnissen in Abbildung 6.4 stellt man aber fest, dass es zu einer Dämpfung des Effektes der Blockade kommt. Man erkennt außerdem eine breitere Streuung der Differenzen in Abhängigkeit der Wellenlänge als es bei den Ergebnissen mit festem Effektivradius der Fall ist. Dies lässt sich ebenfalls mit dem oben schon erwähnten Einfluss der Tröpfchengröße erklären, der sich bei unterschiedlichen Wellenlängen aufgrund unterschiedlicher Absorption verschieden auswirkt. Wie schon bei den Untersuchungen mit festen Effektivradius, führt die Erhöhung der optischen Dicke nicht zu einem grundsätzlich anderen Ergebnis. Sie bewirkt lediglich eine stärkere spektrale Separierung.

In diesem Kapitel wurde der Einfluss der vertikalen Inhomogenität einer Wolke auf die reflektierte solare Strahlung untersucht. Hierzu wurde der Grad der vertikalen Inhomogenität, beschrieben durch Extinktionskoeffizient und effektiven Radius, erhöht bzw. verringert. Als Reaktion auf diese Modifizierungen innerhalb der Wolke kann man eine Veränderung in der solaren reflektierten Strahldichte feststellen. Diese ist offensichtlich sowohl von dem Profil des Extinktionskoeffizienten, als auch von dem des effektiven

Tropfenradius abhängig. Sie kann somit als Information dienen, die Beziehung zwischen reflektierter Strahldichte und Wolkeneigenschaft zu beschreiben. Auf diesem Ergebnis aufbauend soll im folgenden Kapitel die Beschreibung einer vertikalen Gewichtsfunktion als Maß der vertikalen inhomogenen Wolkenstruktur dargestellt werden.





## Kapitel 7

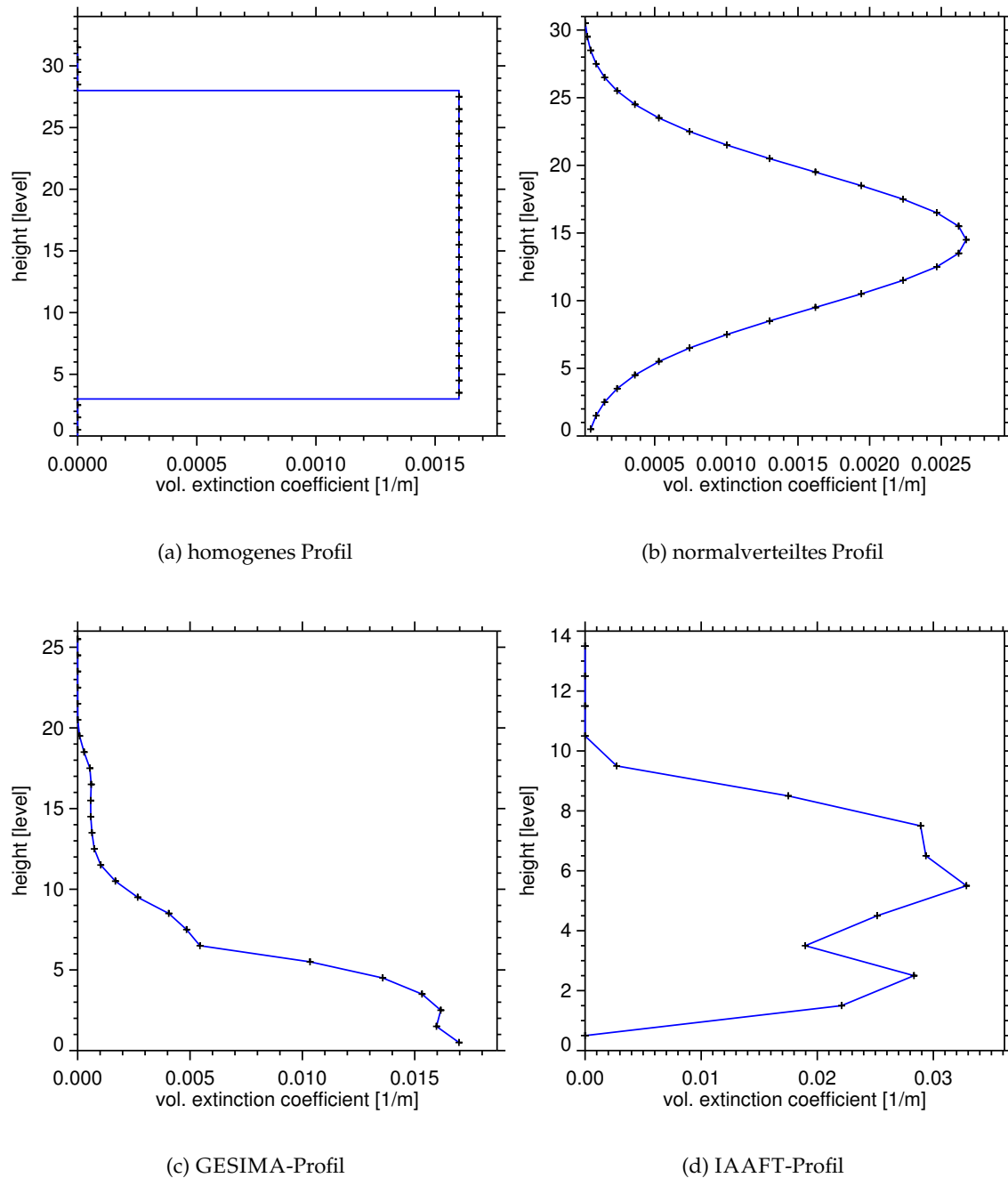
# Analyse der vertikalen Wolkenstruktur mithilfe vertikaler Gewichtsfunktionen

Im Folgenden soll der Einfluss der vertikalen Verteilung der mikrophysikalischen Wolkeneigenschaften wie Volumenextinktionskoeffizient und effektiver Radius auf die reflektierte solare Strahldichte mittels vertikaler Gewichtsfunktionen untersucht werden. Diese können mithilfe der 'Local Estimate'-Methode, wie sie in dem MONTE CARLO Strahlungstransportmodell MC-UNIK (Macke et al., 1999) angewendet wird, bestimmt werden.

Wie schon bei der Analyse der veränderten reflektierten Strahldichte wird zu der folgenden Untersuchung eine eindimensionale Wolkensäule verwendet. Diese Säule wird durch ein vertikales Profil des Volumenextinktionskoeffizienten  $\beta_x$  und des effektiven Radius  $r_{eff}$  beschrieben. Entsprechend der Tropfenverteilung wird unter Berücksichtigung der Wellenlänge eine dem jeweiligen effektiven Radius entsprechende MIE-Streufunktion und eine Einfachstreueralbedo verwendet.

Bei der 'Local Estimate'-Methode wird nach jedem Streuprozess der Anteil der Strahlung bestimmt, der in den Detektor gestreut wird (Abb. 4.1). Bei der Aufsummierung dieser Anteile für jede vertikale Schicht und anschließender Normierung auf die Gesamtstrahldichte, die den Detektor erreicht, erhält man eine Gewichtsfunktion, die angibt, wieviel Strahlung jede Schicht zu der gesamten reflektierten Strahldichte beiträgt. Das genaue Verfahren zur Bestimmung einer Gewichtsfunktion wird in Kapitel 4 erläutert.

Mithilfe einer vertikalen Gewichtsfunktion kann eine Aussage über den Anteil eines jeden Wolkenbereiches an der gesamten reflektierten Strahldichte getroffen werden. Gewichtsfunktionen werden zum Beispiel in der RADAR-Fernerkundung zur Bestimmung eines vertikalen Temperaturprofils verwendet. Hierbei wird die Emission von



**Abbildung 7.1:** Vertikale Profile des Extinktionskoeffizienten.

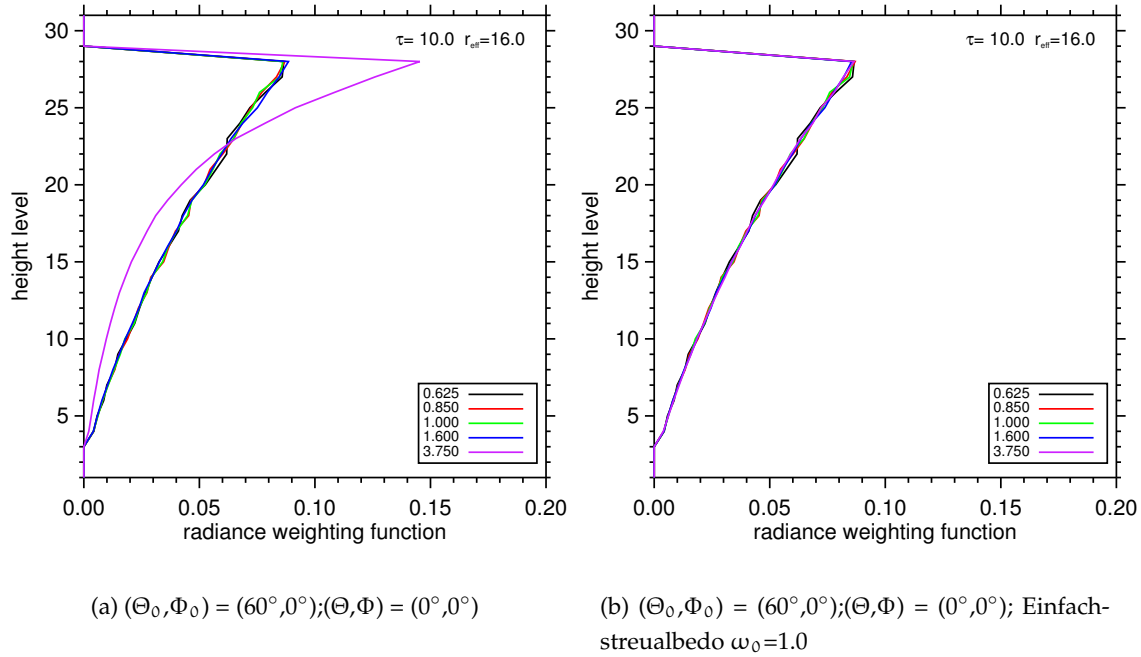
einer in der gesamten Säule verteilten Substanz (zum Beispiel Wasserdampf) benutzt. Entlang der Flanke der Emissionslinie wird die emittierte Strahlung gemessen. Aus der bekannten vertikalen Verteilung der Substanz und der Abhängigkeit der Emission von der Temperatur kann so eine vertikale Temperaturverteilung bestimmt werden. Diese Anwendung soll auf ein Wolkenprofil übertragen werden. Für den solaren Spektral-

bereich wird angenommen, dass für unterschiedliche Wellenlängen das Maximum an Beiträgen zur Reflexion in verschiedenen Bereichen der Wolke liegt. Je nach Wellenlänge erhält man somit Informationen aus unterschiedlichen Wolkenregionen. Dies erlaubt die Ableitung einer Beziehung zwischen reflektierter Strahldichte und Wolkeneigenschaft. Informationen über eine Wolkenregion aus der reflektierten Strahlung lassen sich deshalb ableiten, weil die reflektierte Strahlung durch Streuung und Absorption direkt von den Wolkeneigenschaften wie zum Beispiel Tröpfchengröße in der Region beeinflusst wird. Mit einer Gewichtsfunktion, wie sie in Gleichung 4.8 (Kap. 4) beschrieben ist, kann man somit die Einflussparameter, die die reflektierten Photonen ' gespürt ' haben, direkt einer Wolkenregion zuordnen.

Für diese Untersuchungen wurden wiederum fünf unterschiedliche Wellenlängen verwendet. Sie verfügen über verschiedene Streu- und Absorptionseigenschaften (siehe Abb. 6.2) und lassen somit eine unterschiedliche Eindringtiefe in die Wolke vermuten. Die Wellenlängen  $\lambda = 0.625, 0.850, 1.000, 1.600$  und  $3.750 \mu\text{m}$  entsprechen den Kanälen 1 und 2 sowie 3a und 3b des AVHRR.

Für die folgenden Berechnungen wurde zunächst die Extinktionseffizienz  $Q_x = 2$  fest vorgeschrieben. Dies bewirkt, dass die optische Dicke als spektral konstant angenommen wird und der Einfluss des effektiven Tröpfchenradius  $r_{\text{eff}}$  über die spektrale Variation der Streufunktion und der Einfachstreualbedo sichtbar wird. Die gezeigten Ergebnisse entstammen Strahlungstransportberechnungen für eine Sonnengeometrie von  $\Theta_0 = 60^\circ$  und  $\phi_0 = 0^\circ$  sowie dem Nadir-Beobachtungswinkel ( $\Theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ$ ).

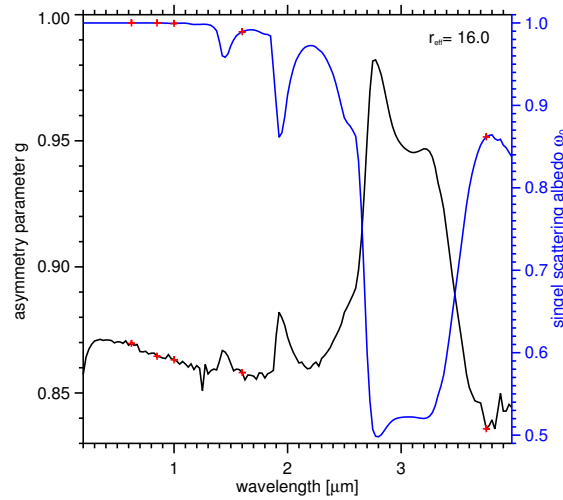
Um einen ersten Eindruck von Gewichtsfunktionen zu bekommen, wie sie sich aus Berechnungen des MC-UNIK ergeben, wurden sie für eine eindimensionale Wolkensäule berechnet. Wird für diese Wolke ein vertikal homogen verteilter Volumenextinktionskoeffizient angenommen (Abb. 7.1 (a)), ergibt sich die in Abbildung 7.2 (a) gezeigte zugehörige Gewichtsfunktion. Wie zu erwarten, haben die Gewichtsfunktionen, mit Ausnahme von  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$ , einen nahezu identischen Verlauf. In dem Bereich der Wellenlänge  $\lambda = 0.625 - 1.600 \mu\text{m}$  ist die Absorption an Wassertropfen gering. Man erkennt, dass der Hauptteil der Reflexion aus der obersten Schicht der Wolke stammt und dann mit zunehmender Eindringtiefe, also zunehmender optischer Dicke, gleichmäßig abnimmt. Nimmt die Absorption allerdings zu, kommt es zu zwei Effekten. Aufgrund der erhöhten Absorption gelangt weniger Strahlung in die unteren Bereiche der Wolke. Da in der 'Local Estimate'-Methode der Beitrag eines Streuprozesses mit der optischen Dicke entlang des direkten Weges in den Detektor geschwächt wird, tragen Streuvorgänge in tieferen Wolkenbereichen weniger zu der gesamten am Satelliten gemessenen Strahldichte bei. Dementsprechend hat die Gewichtsfunktion bei  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  ein klares Maximum in den oberen Wolkenschichten, untere Bereiche haben nur einen sehr geringen Anteil an



**Abbildung 7.2:** Vertikale Gewichtsfunktion für eine Wolke mit vertikal homogen verteiltem Extinktionskoeffizienten (Profil siehe: Abb. 7.1 (a));  $\tau = 10$ .

der gesamten Wolkenreflexion. Um den Einfluss der Absorption noch einmal deutlich zu machen, wurde bei der Berechnung der in Abbildung 7.2 (b) gezeigten Ergebnisse die Absorption vollständig ausgeschaltet und die Einfachstreu albedo  $\omega_0$  auf 1.0 gesetzt. Nun liegen alle fünf Kurven übereinander. Es wird deutlich, dass der Informationsgehalt in der reflektierten Strahldichte nun bei allen Wellenlängen mit zunehmender Tiefe in der Wolke gleichmäßig abnimmt. Daraus folgt, dass die spektrale Variation des Asymmetrieparameters im Gegensatz zu der spektralen Variation der Einfachstreu albedo nicht von entscheidender Bedeutung ist. Dies ist auch in Abbildung 7.3 erkennbar. Hier sind für einen festen Effektivradius auf der linken Ordinate der Asymmetrieparameter, auf der rechten die Einfachstreu albedo als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Die roten Kreuze geben die in der Simulation verwendeten Wellenlängen an. Der Asymmetrieparameter liegt bei allen fünf Wellenlängen in der Nähe von 0.85. Dies bedeutet, dass der Vorwärtstreuanteil bei diesen Wellenlängen nahezu gleich ist. Die Einfachstreu albedo hingegen ändert sich bei den verwendeten Wellenlängen. Für die Wellenlängen  $\lambda = 0.625 - 1.600 \mu\text{m}$  ist sie nahezu 1.0, bei  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  nimmt sie ab (0.86), die Absorption nimmt somit stark zu.

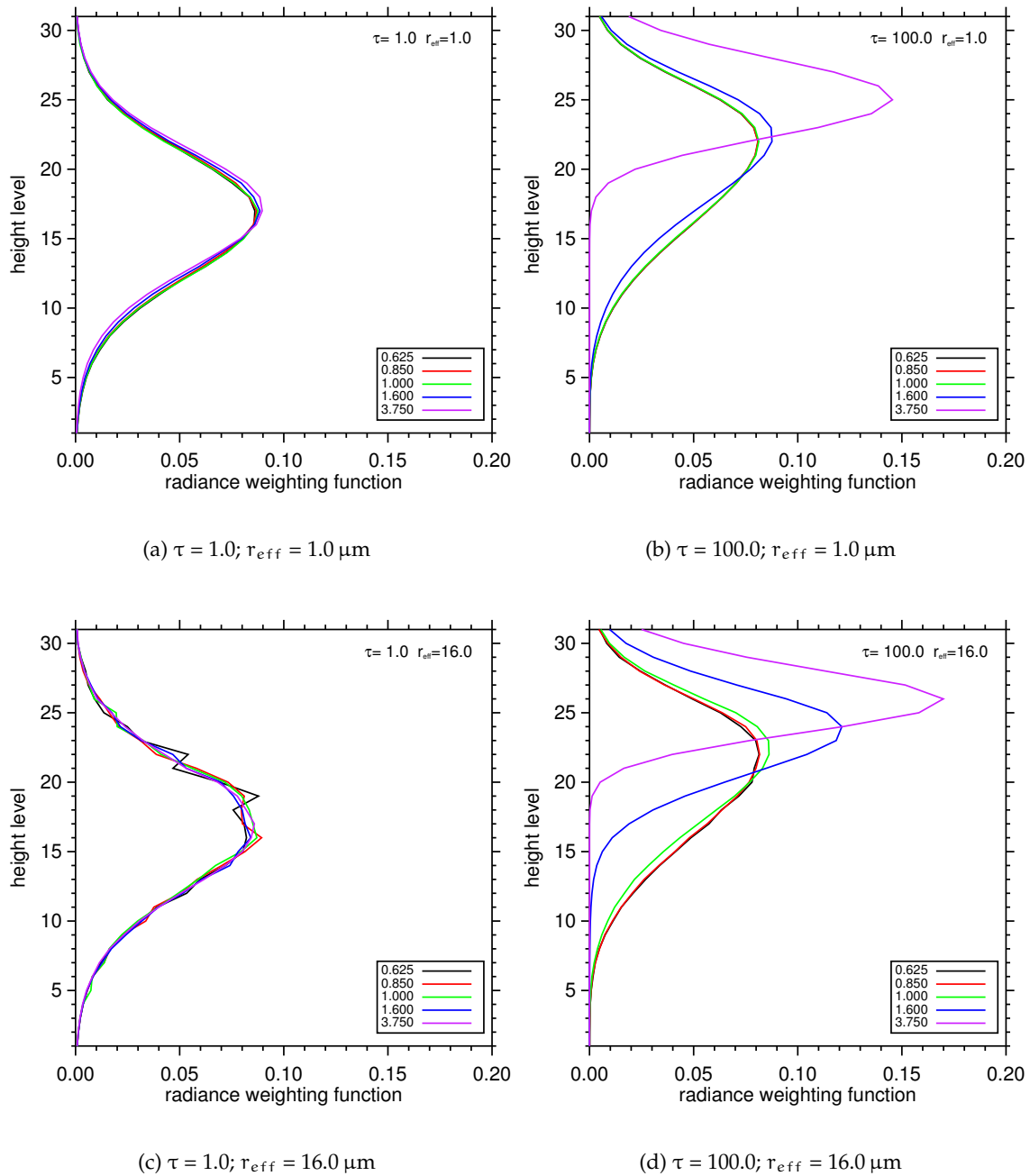
Für ein weiteres Experiment wurde das Profil des Extinktionskoeffizienten leicht modifiziert. Für eine vorgegebene optische Dicke und einen festen effektiven Radius wurde ein normalverteiltes Profil verwendet, um eine vertikale Inhomogenität zu erzeugen



**Abbildung 7.3:** Asymmetrieparameter  $g$  und Einfachstreueralbedo  $\omega_0$  als Funktion der Wellenlänge bei festem Effektivradius  $r_{\text{eff}} = 16.0 \mu\text{m}$ .

(Abb. 7.1 (b)). Dieses so entstandene Profil (Abb. 7.1 (b)) zeigt einen maximalen Exkursionskoeffizienten in der Mitte der Wolke, der darüber und darunter symmetrisch abnimmt. Der effektive Radius wurde zunächst auf  $r_{\text{eff}} = 1.0 \mu\text{m}$  festgesetzt. Die zugehörigen Gewichtsfunktionen sind in den Abbildungen 7.4 (a) ( $\tau = 1.0$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.0 \mu\text{m}$ ) und 7.4 (b) ( $\tau = 100.0$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.0 \mu\text{m}$ ) dargestellt. Da die Wolke optisch sehr dünn ist und auch die Tröpfchenverteilungen sehr klein gewählt wurden, sind die Gewichtsfunktionen in Abbildung 7.4 (a) auch bei unterschiedlichen Wellenlängen fast nur von der Verteilung der Streukörper in der Wolke abhängig und geben dementsprechend die Form des vorgegebenen Profils wieder. Allein die Kurve für  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  zeigt aufgrund der Absorption eine leichte Verschiebung von dem vorgegebenen Profil.

Erhöht man die optische Dicke (Abb. 7.4 (b)), verändert sich auch die Form der Gewichtsfunktionen. Insgesamt verschieben sich die Maxima bei allen Kurven in die oberen Wolkenregionen. Zusätzlich findet eine Separierung der einzelnen Kurven statt, die auf den Einfluss der Absorption zurückzuführen ist. Die Kurven für  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 0.850 \mu\text{m}$  liegen annähernd übereinander. Nimmt die Absorption zu, so prägt sich ein Maximum aus. Die Beiträge der übrigen Wolkenbereiche an der gesamten Reflexion verringern sich. Die Gewichtsfunktion bei  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  zeigt deutlich, dass die Beiträge an der gesamten reflektierten Strahldichte nur aus den obersten Wolkenschichten stammen. Da in einer Wolke jedoch auch der effektive Radius eine Rolle spielt, wurden diese Berechnungen für einen weiteren effektiven Radius  $r_{\text{eff}} = 16.0 \mu\text{m}$  durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 7.4 (c,d) dargestellt. Auch hier zeigt sich ein ähnliches Bild wie schon bei den vorherigen Ergebnissen. Für  $\tau = 1.0$  (Abb. 7.4 (c)) liegen alle Kurven aufgrund der geringen optischen Dicke nahezu übereinander. Im Vergleich mit Abbildung 7.4 (a) zeigt sich jedoch eine größere Sensitivität bezüglich des verwendeten



**Abbildung 7.4:** vertikale Gewichtsfunktion für eine Wolke mit vertikal normalverteiltem Extinktionskoeffizienten (Profil siehe: Abb. 7.1 (b)).

Wolkenprofils. Je größer der Einfluss der Absorption wird, desto sensibler reagiert die Reflexion auf eine Zunahme des effektiven Radius. Mit Zunahme der optischen Dicke (Abb. 7.4 (d)) kommt es, mit Ausnahme der Wellenlängen  $\lambda = 0.625$  und  $0.850 \mu\text{m}$ , zu einer Separierung der Kurven unterschiedlicher Wellenlängen. Mit größer werdendem

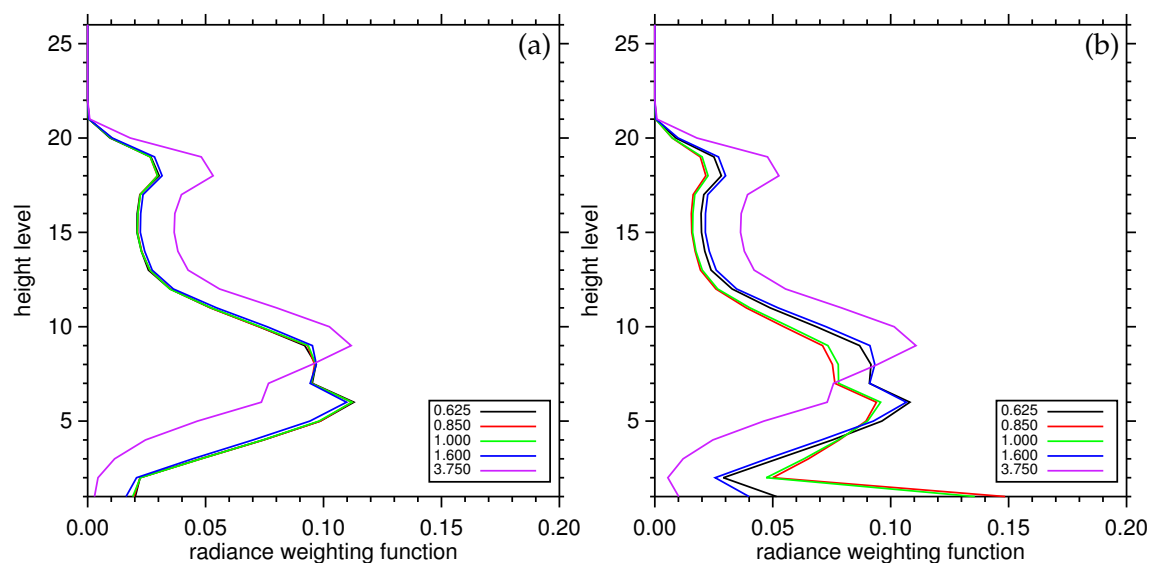
effektivem Radius nimmt auch die Absorption zu. Dies zeigt sich sowohl in der schon erwähnten Unterscheidung der Kurven, als auch in der zunehmenden Beschränkung der Kurvenverläufe auf die obersten Wolkenschichten. Vergleicht man die Abbildungen 7.4 (b) und 7.4 (d), so wird die besondere Sensitivität der Wellenlänge  $\lambda = 1.600 \mu\text{m}$  deutlich. Wie oben bereits erwähnt, wird diese Wellenlänge in den Fernerkundungsalgorithmen zur Ableitung des effektiven Radius verwendet.

Bei unterschiedlicher Wahl der Wellenlängen stammt die Hauptinformation in der reflektierten Strahldichte aus unterschiedlichen Teilen der Wolke. Deshalb sieht das Ergebnis auf den ersten Blick Erfolg versprechend aus, die vertikale Wolkenstruktur als Zusatzinformation für eine eindeutigere Beschreibung der Wolken-Strahlungs Beziehung berücksichtigen zu können. Vergleicht man jedoch das Profil mit den jeweiligen Gewichtsfunktionen, so erkennt man, dass sich die Variation der Kurven nur oberhalb des Maximums des Extinktionskoeffizienten, also des optisch dicksten Bereiches der Wolke abspielt. Somit kann man zwar den oberen Teil der Wolke vertikal unterscheiden, jedoch erhält man keine unterschiedliche Information aus den unteren Wolkenregionen. Das Maximum im Extinktionskoeffizienten scheint den Beitrag unterer Wolkenbereiche an der Reflexion fast vollständig zu blockieren. Zwar sind die beiden Beispiele mit den optischen Dicken  $\tau = 1.0$  und  $\tau = 100.0$  im Vergleich mit natürlich vorkommenden optischen Dicken von Wolken als Extremwerte anzusehen, decken aber somit die möglichen auftretenden Wolkenstrukturen ab.

Die Separierung der Gewichtsfunktionen könnte man in der Fernerkundung insofern genutzt werden, indem eine Aussage über die Verteilung des Extinktionskoeffizienten mit der Höhe getroffen werden kann. Dies könnte über einen Vergleich von gemessenen und simulierten reflektierten Strahldichten geschehen. Sind die Strahldichten an allen Wellenlängen gleich, stammt die Reflexion aus der gleichen Schicht. Sind allerdings die reflektierten Strahldichten unterschiedlich, so stammt die Reflexion an unterschiedlichen Wellenlängen aus verschiedenen Schichten da die Gewichtsfunktionen separiert sind. In Zusammenhang mit den hier dargestellten Untersuchungen kann dann vermutet werden, dass der Extinktionskoeffizient mit der Höhe abnimmt.

Um zu gewährleisten, dass die bisher gefundenen Ergebnisse nicht auf der Verwendung künstlicher Wolkenstrukturen beruhen, wird diese Untersuchung der vertikalen Gewichtsfunktionen nun auf realistischere Wolkenprofile ausgedehnt. Dazu werden Profile aus den oben beschriebenen Modellen GESIMA und IAAFT sowie von Issig (1997) verwendet.

Abbildung 7.1 (b) stellt ein Profil des Volumenextinktionskoeffizienten dar, das mit dem Wolkenmodul des 'Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre' (GESIMA) erzeugt wurde. Wie schon in Kapitel 5.1 beschrieben, entsprechen die hiermit simulierten



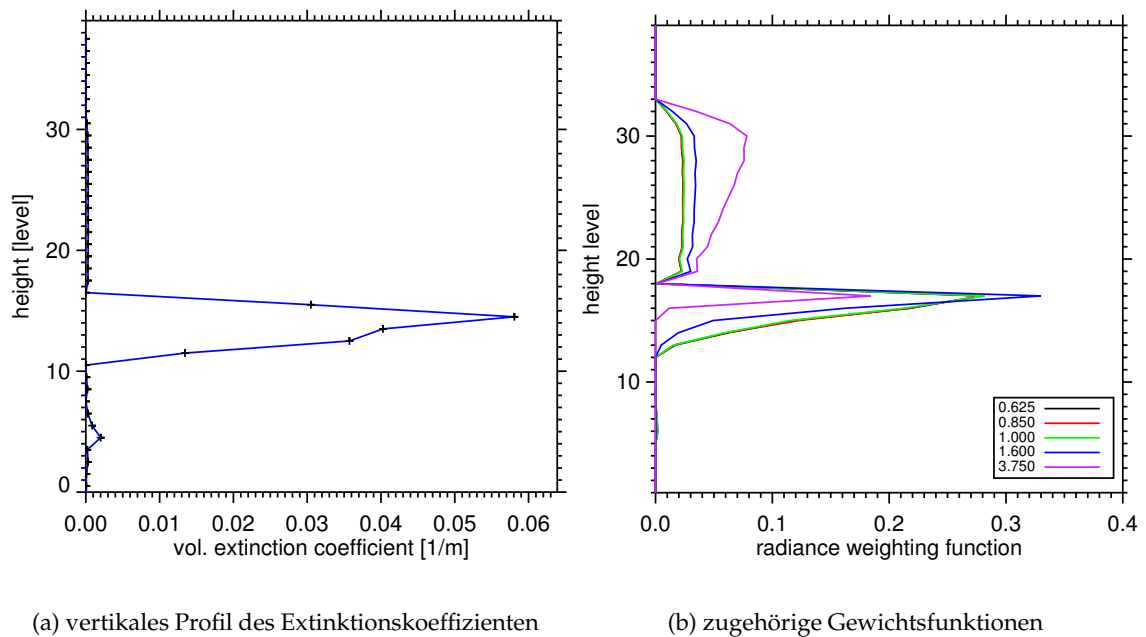
**Abbildung 7.5:** Vertikale Gewichtsfunktionen bei unterschiedlichen Bodenalbeden für eine mit dem GESIMA-Modell erzeugte Wolkensäule (Profil siehe: Abb. 7.1 (c));  $\tau = 20.0$ ; (a) Ozean, (b) Gras.

Wolken den in der Atmosphäre auftretenden physikalischen Prinzipien für Tröpfchenbildung. Eine Initialisierung findet unter anderem mithilfe von Radiosondenprofilen von Temperatur und Feuchte statt.

In Abbildung 7.5 sind die diesem Profil zugehörigen Gewichtsfunktionen gezeigt. Um den Einfluss der Bodenalbedo auf die Gewichtsfunktionen zu untersuchen, wurden für die Berechnungen zwei verschiedene Bodenalbeden verwendet. Für eine Ozeanoberfläche ist die Bodenalbedo wellenlängenunabhängig und wurde für die Berechnungen zu Abbildung 7.5 (a) auf  $\alpha_{\text{surf}} = 0.06$  gesetzt. Für eine Landoberfläche wurde die Bodenalbedo für Gras verwendet (Abb. 7.5 (b)). Diese ist jedoch wellenlängenabhängig. In Abbildung 7.5 (a) (Ozeanoberfläche) ist der Einfluss des Bodens als geringer Anteil der Gewichtsfunktion zu erkennen. Mit Ausnahme der Kurve für  $\lambda = 3.750 \mu\text{m}$  sind die unterschiedlichen Gewichtsfunktionen vertikal nicht verschoben. Der Einfluss der Bodenalbedo wirkt sich hier kaum aus. Die Ergebnisse in der Abbildung 7.5 (b) (Gras) basieren auf höheren Bodenalbeden. Abhängig von dieser ist ein starker Anteil der untersten Wolkenschicht an der gesamten reflektierten Strahldichte zu erkennen. Besonders für  $\lambda = 0.625$  und  $0.850 \mu\text{m}$  liegt das Maximum der Gewichtsfunktion nun in der untersten Schicht und ist vollständig von der Bodenreflexion beeinflusst. Für die anderen Wellenlängen ist im Vergleich mit Abbildung 7.5 (a) keine grundlegende Änderung der vertikalen Lage der Kurvenmaxima zu erkennen.

In den folgenden Untersuchungen wird weiterhin die Bodenalbedo eines schwarzen Untergrundes gewählt. Da die Bodenalbeden nahezu identisch sind, ist dies in guter Näherung möglich, um die gewonnenen Erkenntnisse auch in der Satellitenfernerkundung



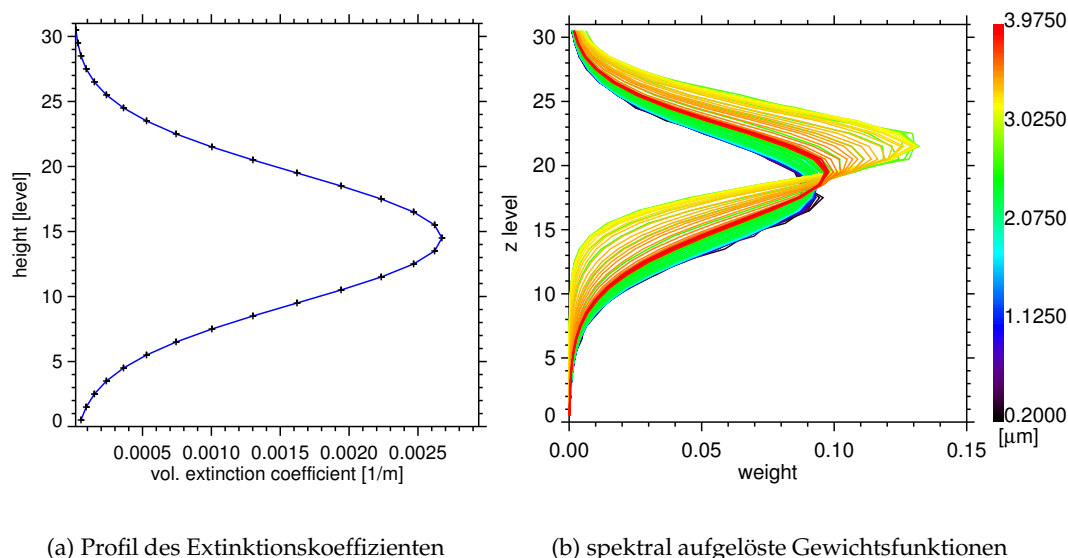


**Abbildung 7.6:** Vertikale Gewichtsfunken für eine Wolkesäule, erzeugt mit dem Modell der Universität Bonn (Issig, 1997).

über dem freien Ozean anzuwenden. Allerdings muss auch der geringe Unterschied in der Reflexion als Folge unterschiedlicher Albeden als Fehlerquelle berücksichtigt werden.

Als ein weiteres Beispiel für realistischere Wolkenprofile wurde eine Wolke des 1.5-dimensionalen Wolkenmodells der Universität Bonn verwendet (Issig, 1997). Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.6 dargestellt, wobei 7.6 (a) das Profil des Extinktionskoeffizienten zeigt. Im Vergleich zu den vorherigen Wolkenprofilen ist eine ausgeprägte Wolkenschicht zu erkennen, der sich ober- und unterhalb Bereiche mit geringerem Extinktionskoeffizienten anschließen. In Abbildung 7.6 (b) führt dieser Bereich über der eigentlichen Wolke zu einem starken Signal, die erhöhte Extinktion in dem unteren Wolkenbereich hingegen schlägt sich, obwohl in dem Profil des Extinktionskoeffizienten stärker ausgeprägt, kaum in der Form der Gewichtsfunken nieder. Trotz dieser starken vertikalen Inhomogenität ist zwar der Beitrag der jeweiligen Wolkenschicht an der gesamten Reflexion mit der Wellenlänge unterschiedlich, es ist jedoch keine vertikale Verschiebung der Kurvenmaxima zu erkennen. Gerade das Auftreten zweier prominenter Bereiche in der Gewichtsfunken erschwert die Zuordnung der Reflexion zu einer bestimmten Wolkenregion erheblich.

Anhand der gezeigten Beispiele lässt sich feststellen, dass offensichtlich allein die spektrale Variation der Gewichtsfunken auch bei unterschiedlicher Bodenalbedo nicht aus-

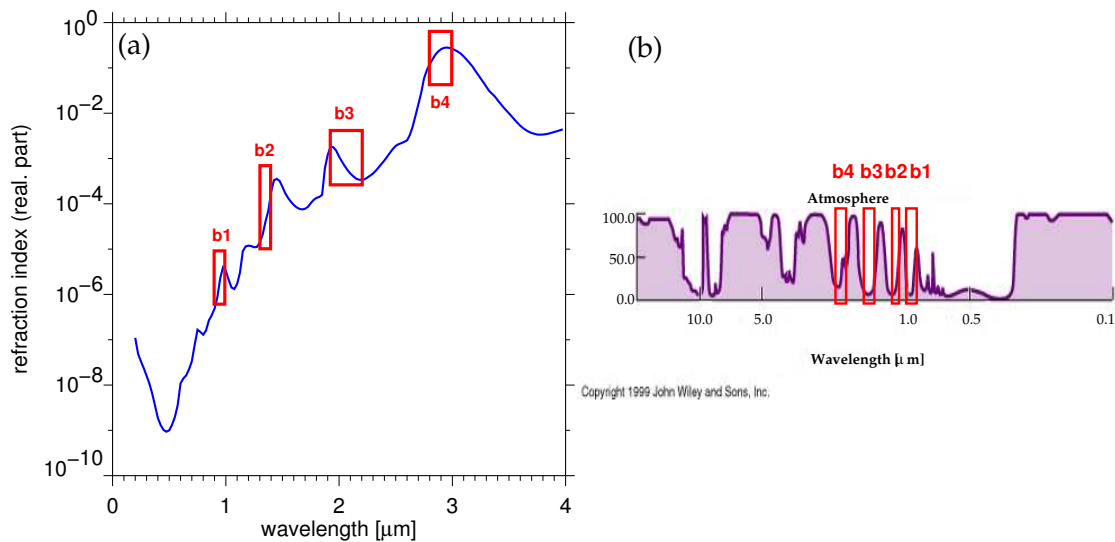


**Abbildung 7.7:** Spektral hochaufgelöste ( $\Delta\lambda = 0.025 \mu\text{m}$ ) vertikale Gewichtsfunktionen (b) für eine Wolkensäule mit einem vertikal normalverteilten Profil des Extinktionskoeffizienten (a).

reicht, um vertikale Inhomogenitäten in der gesamten Säule verlässlich fernzuerkunden. Die reflektierten Strahldichten verschiedener Wellenlängen stammen zwar bei optisch hinreichend dicken Wolken aus unterschiedlichen Wolkenschichten, jedoch beschränkt sich diese vertikale Verschiebung der Gewichtsfunktionen allein auf den oberen Bereich der Wolke. Die unteren Wolkenschichten tragen aufgrund der blockierend wirkenden optisch dickeren Bereiche weniger zu der gesamten reflektierten Strahldichte bei. Da die Maxima der Gewichtsfunktionen aber bei allen Wellenlängen in den oberen Wolkenbereichen liegen, lassen sich keine weiteren Informationen über die gesamte vertikale Verteilung der Wolkeneigenschaften Extinktionskoeffizient oder effektiver Radius gewinnen.

Im Folgenden soll dennoch untersucht werden, ob eine höhere spektrale Auflösung bestimmter Wellenlängenbereiche eine verbesserte Variation der zugehörigen Gewichtsfunktionen erbringt.

Dazu sind in Abbildung 7.7 (b) spektral hoch aufgelöste Gewichtsfunktionen dargestellt. Die spektrale Auflösung beträgt  $\Delta\lambda = 0.025 \mu\text{m}$ . Das linke Bild (Abb. 7.7 (a)) zeigt das normalverteilte Profil des Extinktionskoeffizienten. In dem rechten Bild (Abb. 7.7 (b)) sind die verschiedenen Gewichtsfunktionen, wie sie bei Strahlungstransportberechnungen für Wellenlängen von  $\lambda = 0.200 - 3.975 \mu\text{m}$  entstehen, gezeigt. Vergleicht man dieses Bild mit den in Abbildung 7.4 gezeigten Ergebnissen, so wird die maximale vertikale Separierung der Kurvenmaxima im Wesentlichen durch die dort gewählten Wellenlängen abgedeckt.



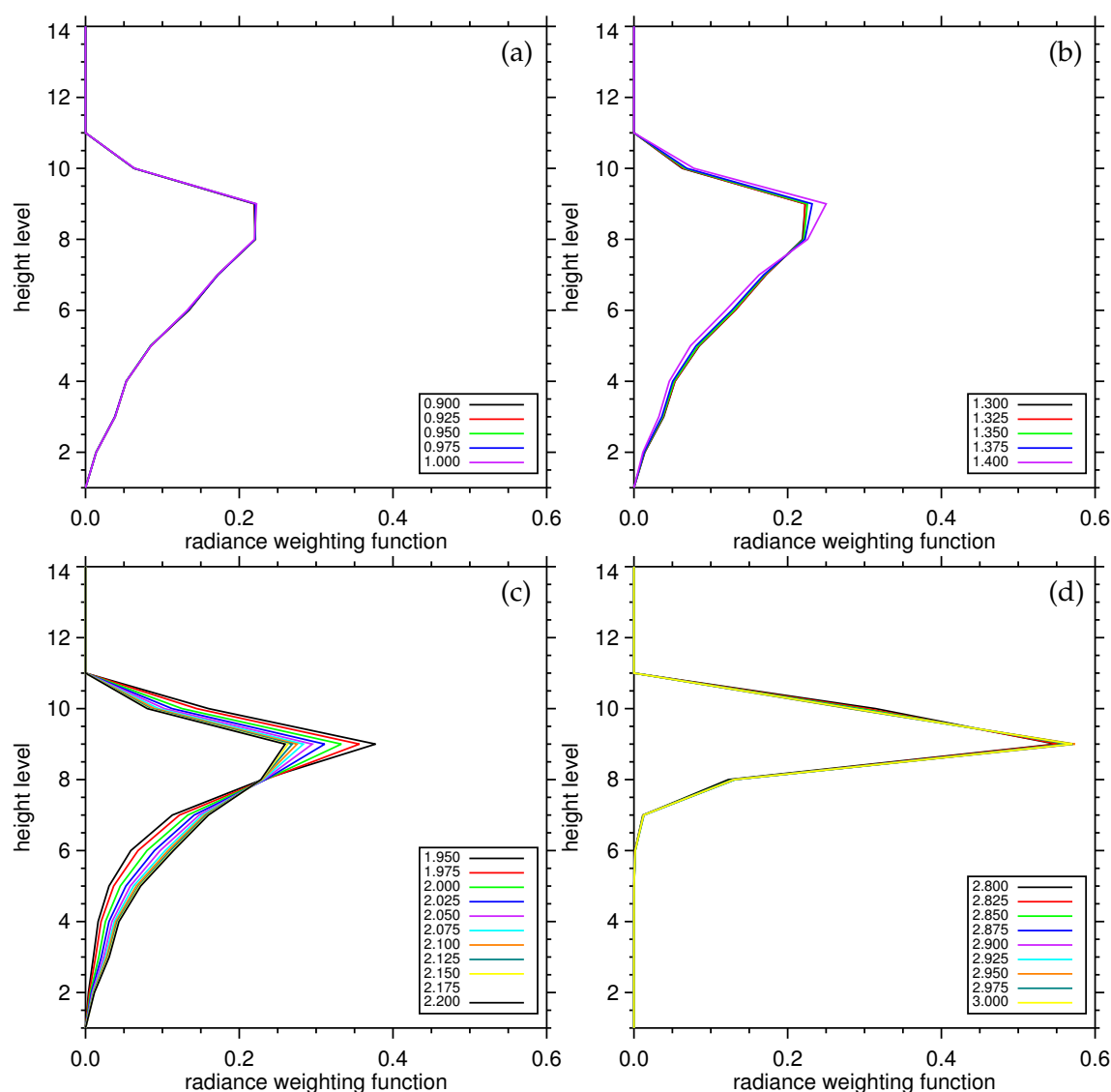
**Abbildung 7.8:** Imaginärteil des Brechungsindex (a) und Absorptionsspektrum der Atmosphäre (b). Eingetragen sind die in der Studie verwendeten spektralen Bereiche b1-4.

Da die Eindringtiefe der Strahlung in eine Wolke von der Absorption abhängt, sollen Bereiche ausgesucht werden, in denen sich die Absorption an Wasser stark mit der Wellenlänge ändert (Abb. 7.8 (a)), die Atmosphäre aber gleichzeitig relativ transparent ist (Abb. 7.8 (b)). Die spektrale Änderung der Absorption hängt hauptsächlich vom Imaginärteil des Brechungsindex ab. Dieser ist in Abbildung 7.8 (a) gezeigt. Abbildung 7.8 (b) stellt das Absorptionsvermögen der gesamten Atmosphäre dar. Die für das Experiment ausgewählten Bereiche sind markiert. Sie liegen alle in dem nah-infraroten Spektralbereich.

In dem ersten Bereich von  $\lambda = 0.9 - 1.0 \mu\text{m}$  (b1) ist die Absorption noch relativ gering. Sie steigt unregelmäßig mit größer werdender Wellenlänge an. Die weiteren ausgewählten Wellenlängenbereiche sind  $\lambda = 1.3 - 1.4 \mu\text{m}$  (Bereich b2),  $\lambda = 1.85 - 2.2 \mu\text{m}$  (Bereich b3) und  $\lambda = 2.8 - 3.0 \mu\text{m}$  (Bereich b4).

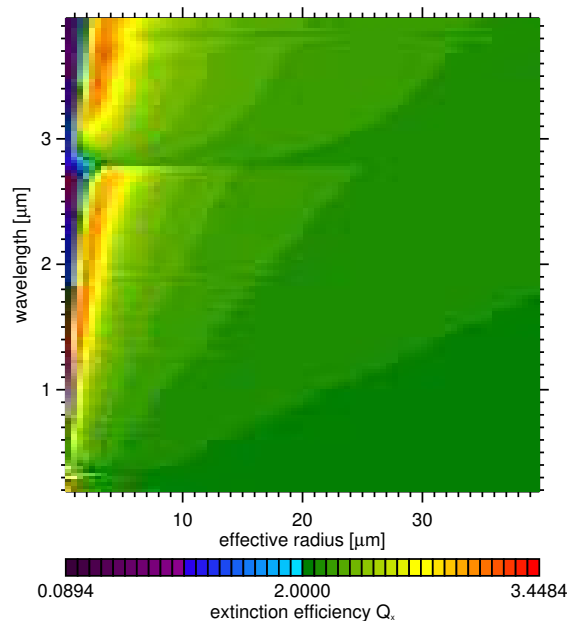
Für die Strahlungstransportberechnungen ( $(\theta_0, \Phi_0) = (60^\circ, 0^\circ)$ ,  $(\theta, \Phi) = (0^\circ, 0^\circ)$ ) in diesen Bereichen wird eine eindimensionale Wolkensäule aus dem Modell IAAFT (Venema et al., 2006) verwendet, das in Kapitel 5.2 ausführlicher beschrieben wurde. Das entsprechende Profil des Extinktionskoeffizienten ist in Abbildung 7.1 (d) dargestellt.

Die Abbildungen 7.9 (a-d) zeigen die zugehörigen vertikalen Gewichtsfunktionen in den unterschiedlichen spektralen Bereichen. Abbildung 7.9 (a) stellt die Gewichtsfunktionen des Bereiches (b1) mit der geringsten Absorption dar. Trotz einer starken Zunahme mit der Wellenlänge innerhalb der untersuchten spektralen Region ist aufgrund der relativ geringen Absorption keine Separierung der unterschiedlichen Kurven erkennenbar. Abbildung 7.9 (b) beschreibt die Verteilung der Streuprozesse an den Wellenlängen  $\lambda = 1.3 - 1.4 \mu\text{m}$ . Hier zeigt sich ein geringer Einfluss der Absorption. Mit ansteigender Wellenlänge zeigen die einzelnen Kurven einen leicht unterschiedlichen Verlauf. Dies ist für



**Abbildung 7.9:** Vertikale Gewichtsfunktionen für eine mit dem IAAFT-Algorithmus erzeugte Wolkensäule (Profil siehe: Abb. 7.1(c)). Die Gewichtsfunktionen sind für spektral hochaufgelöste ( $\Delta\lambda=0.025\text{ }\mu\text{m}$ ) Bereiche b1-4 des solaren Spektrums dargestellt.

$\lambda = 1.400\text{ }\mu\text{m}$  am deutlichsten, aber auch die Kurve für  $\lambda = 1.375\text{ }\mu\text{m}$  erkennbar. Während in allen anderen Bereichen die Absorption mit der Wellenlänge zunimmt, ist es im Bereich (b3) umgekehrt. Im dritten Bereich, in Abbildung 7.9 (c) dargestellt, nimmt die Absorption zu größeren Wellenlängen ab. Man erkennt, dass bei den stärker absorbierenden Wellenlängen größere Anteile der reflektierten Strahldichte aus den oberen Wolkenbereichen stammen. Die Gewichtsfunktionen dieser Wellenlängen bilden ein Maximum aus. Dementsprechend kommt es zu einer Trennung der einzelnen Kurven. Eine Separierung der Graphen ist in Abbildung 7.9 (d) nicht zu erkennen. Die bei diesen Wellenlängen stärkste Absorption bewirkt, dass die größten Anteile an der reflektierten Strahldichte



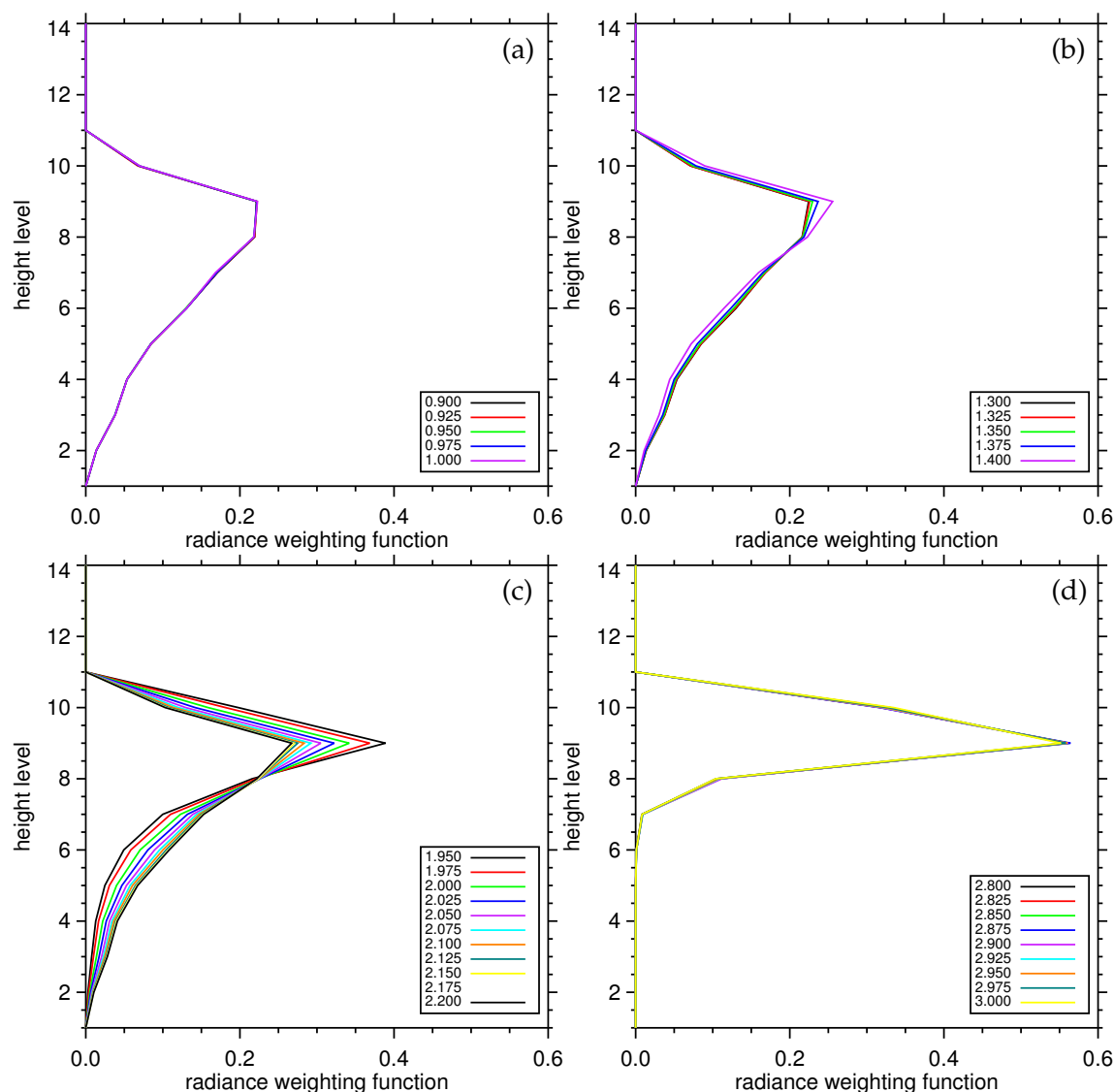
**Abbildung 7.10:** Extinktionseffizienz  $Q_x$  als Funktion des effektiven Radius und der Wellenlänge.

aus den obersten Wolkenbereichen stammen und die tieferen Wolkenbereich nahezu keinen Beitrag zu der gesamten reflektierten Strahlung leisten. Es ist keine Unterscheidung der einzelnen Kurven möglich.

Wie schon in den vorherigen Beispielen, ist auch bei einer spektral hohen Auflösung ( $\lambda = 0.025 \mu\text{m}$  Schritte) eines begrenzten Spektralbereiches keine vertikale Verschiebung der Gewichtsfunktionen zu erkennen. Zwar unterscheiden sich die verschiedenen Kurven in ihrer Form, was auf die Eindringtiefe der Strahlung und somit der Schicht erhöhter Streuung schließen lässt, allerdings erhält man auch bei dieser Untersuchung lediglich Informationen aus den oberen Wolkenschichten. Mit zunehmender Absorption bildet sich ein schärfer ausgeprägtes Maximum aus.

Leitet man aus einem bekannten vertikalen Flüssigwassergehalt und einem effektiven Radius eine optischen Dicke ab, so hängt diese neben dem effektiven Radius und der Dichte von Wasser auch von der Streueffizienz  $Q_{\text{ext}}$  von Wassertropfen ab (siehe auch Kapitel 3). Folgt man der Literatur (z. B. Hansen und Travis, 1974), wird für eine mittlere Streueffizienz typischerweise ein Wert von  $Q_x = 2.0$  angenommen. Allerdings hängt die Streueffizienz sowohl von der Wellenlänge als auch von dem effektiven Radius ab.

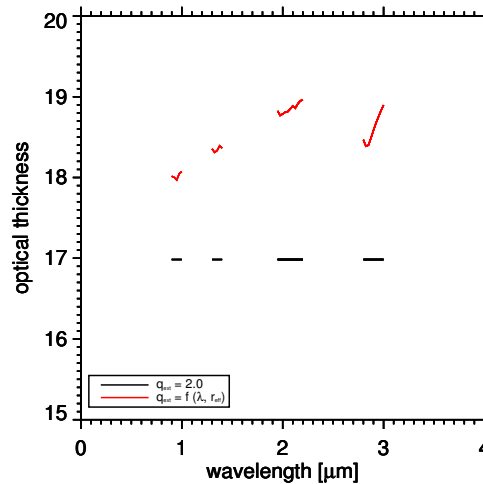
In Abbildung 7.10 ist die Streueffizienz als Funktion der Wellenlänge und des effektiven Radius dargestellt. Man erkennt, dass sie nur bei sehr kleinen und bei großen effektiven Radien den Wert  $Q_x = 2.0$  annimmt. Der größte Gradient befindet sich, für alle Wellenlängen, bei den kleinsten Radien. Hier schwankt der Wert zwischen ca.  $Q_x = 0.1$  und  $Q_x = 3.5$



**Abbildung 7.11:** wie Abb. 7.9, aber unter Berücksichtigung der spektralen Variation der optischen Dicke ( $Q_x = f(\lambda, r_{eff})$ ).

für einen relativ kleinen Effektivradius und einer großen Wellenlänge. Vergleicht man diese Abbildung mit der Darstellung des Größenparameters in Kapitel 3 (Abb. 3.4), so wird, unter Berücksichtigung einer Tropfengrößenverteilung mit der effektiven Varianz  $v_{eff} = 0.15$   $Q_x = 2.0$  erst bei größeren Größenparametern erreicht. In den vorhergehenden Untersuchungen wurde die spektrale Variation der optischen Dicke unterdrückt, indem für die Extinktionseffizienz 2.0 angenommen wurde. Um aber für jede Wellenlänge die richtige optische Dicke zu erhalten, muss die Änderung der Extinktionseffizienz mitberücksichtigt werden.

Dies ist in der Anwendung auf die Berechnungen der Gewichtsfunktionen in den unterschiedlichen spektralen Regionen geschehen. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 7.11



**Abbildung 7.12:** *Optische Dicke vs. Wellenlänge: Die optische Dicke wurde unter Berücksichtigung der Extinktionseffizienz  $Q_x=2.0$  sowie der Extinktionseffizienz als Funktion von Wellenlänge und effektivem Radius berechnet.*

dargestellt. Abbildung 7.12 zeigt die Änderung der optischen Dicke in jedem Spektralbereich unter Einfluss der Streueffizienz. Hierbei ist in schwarz die optische Dicke bei einer Streueffizienz von  $Q_x = 2.0$  dargestellt, die roten Kurven zeigen die optische Dicke unter Berücksichtigung der Extinktionseffizienz jedes Wellenlängenbereiches. Wie zu erwarten, ändert sich die optische Dicke unter Berücksichtigung der wahren Extinktionseffizienz. Allerdings ist diese Änderung in den ersten drei Bereichen so gering, dass sich auch in den zugehörigen Abbildungen 7.11 (a-c) nur leichte Veränderungen ergeben. Das grundsätzliche Verhalten der Kurven bleibt erhalten. Nur im Spektralbereich  $\lambda = 1.950 - 3.000 \mu\text{m}$  kann man eine deutlichere Änderung der optischen Dicke feststellen. Da aber in diesem Bereich die Absorption nahezu maximal ist, schlägt sich die variierende optische Dicke nicht in einer Veränderung der Kurvenverläufe nieder.

Dennoch soll im Folgenden auch die spektrale Variation der optischen Dicke berücksichtigt werden.

Augenscheinlich ist es nur schwer möglich, die vertikalen Eigenschaften einer Wolke anhand der reflektierten solaren Strahlung fernzuerkunden. Sowohl bei der Wahl von Wellenlängen verteilt über den gesamten kurzwelligen Strahlungsbereich als auch bei einer hochaufgelösten Unterteilung eines begrenzten Spektralbereiches ergeben sich keine Anhaltspunkte, die eine Fernerkundung der gesamten Wolkenstruktur zulassen. Zwar lässt sich mithilfe einer vertikalen Gewichtsfunktion zeigen, welche Bereiche hauptsächlich zu der von der Wolke reflektierten Strahldichte beitragen, eine Anwendung der Gewichtsfunktionen wie sie im Mikrowellenbereich zur Bestimmung der vertikalen Temperaturverteilung gemacht wird, führt aber im solaren Spektralbereich nicht zum Erfolg. Die

Eigenschaft, dass ein Medium (hier die Wolke) bei unterschiedlichen Wellenlängen optisch verschieden dick ist, ist im solaren Spektrum zu gering ausgeprägt.

Um einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Wolkeneigenschaft und Strahlung zu erhalten, ist die Aufspaltung in verschiedene spektrale Bereiche nicht ausreichend. Es müssen weitere verfügbare Informationen berücksichtigt werden. Eine solche Informationsquelle kann die Berücksichtigung der horizontalen Verteilung der Reflexion darstellen. In diesem und dem vorherigen Kapitel konnte gezeigt werden, dass eine Änderung der vertikalen Inhomogenität der Wolkenstruktur zu einer veränderten reflektierten Strahldichte führt. In Abhängigkeit von der Wellenlänge tragen zwar einzelne Wolkenregionen mehr zu der reflektierten Strahldichte bei, allerdings beschränken sich diese auf den oberen Teil der Wolke. Im folgenden Kapitel soll die Untersuchung des Einflusses der Wolkenstruktur auf die reflektierte Strahldichte um eine horizontale Komponente auf eine zweidimensionale Wolke ausgedehnt werden. Neben der Beschreibung einer zweidimensionalen Gewichtsfunktion soll untersucht werden, wie sich der Zusammenhang von Strahldichte und Wolke ändert, wenn Umgebungsinformationen mitberücksichtigt werden.



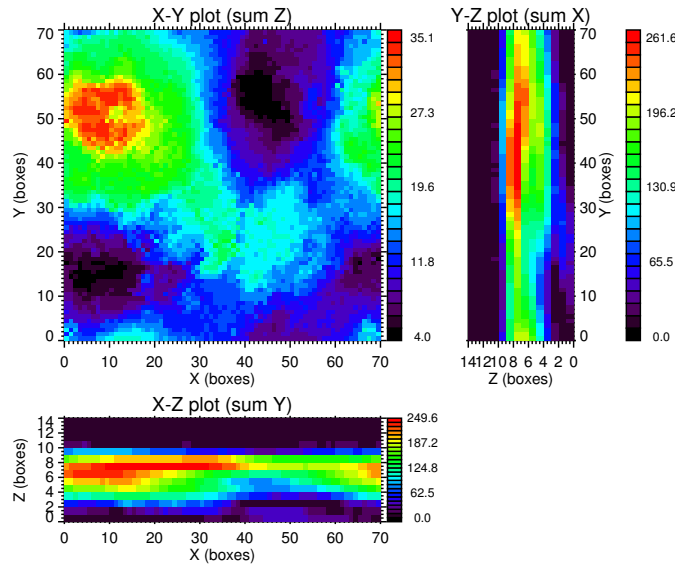
## Kapitel 8

# Einfluss der 2D-Wolkenstruktur auf die reflektierte Strahldichte

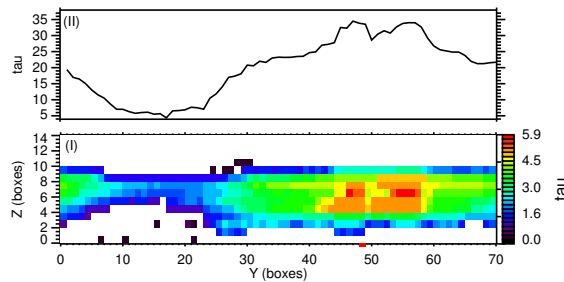
Die Untersuchungen der vorherigen Kapitel basierten auf eindimensionalen Wolken. In Kapitel 7 wurden Gewichtsfunktionen für den Strahlungstransport in einer eindimensionalen Wolkensäule berechnet, um eine Verbindung zwischen solarer reflektierter Strahldichte und vertikaler Wolkenstruktur herzustellen. Mithilfe dieser Anwendung konnte gezeigt werden, dass es mit einer vertikalen Gewichtsfunktion nicht möglich ist, aus der reflektierten solaren Strahldichte Informationen über die Schichtung einer Wolke zu erhalten. Die aus der reflektierten Strahldichte stammende Information kommt hauptsächlich aus den oberen Wolkenbereichen. In diesem Kapitel soll das Untersuchungsgebiet um eine zweite räumliche Dimension erweitert werden. Wie oben beschrieben, wird in Fernerkundungsalgorithmen die gemessene Strahldichte direkt mit einer Wolkensäule in Verbindung gebracht. Im Folgenden soll nun auf der Basis zweidimensionaler Wolken untersucht werden, ob die Berücksichtigung der Umgebung einen Einfluss auf die Beschreibung des Zusammenhanges von Strahldichte und Wolke hat.

Um zwei- oder dreidimensionale Wolkensysteme zu simulieren, stehen, mehrere Methoden zur Verfügung (siehe Kapitel 5). In dieser Arbeit sollen Wolkenfelder verwendet werden, die mit dem IAAFT-Algorithmus (Venema et al., 2006) simuliert wurden. Mit dieser Methode, die im Rahmen von 4DWOLKEN entwickelt wurde ist es möglich, z. B. aus gemessenen Feldern des LWC dreidimensionale Wolkenfelder so zu entwickeln, dass die statistischen Eigenschaften in der künstlichen Wolke denen der gemessenen entsprechen.

Abbildung 8.1 zeigt ein solches Wolkenfeld. Dargestellt ist die optische Dicke  $\tau$ . Die verschiedenen Bilder stellen jeweils die Summe der optischen Dicke jeder Wolkenbox entlang der Blickachse dar. So zeigt das obere linke Bild das Feld der optischen Dicke in der X-Y-Ebene. Die optische Dicke ist entlang der z-Achse aufsummiert. Sie stellt die Blick-



**Abbildung 8.1:** Beispiel eines dreidimensionalen Wolkenfeldes, simuliert mit IAAFT. Dargestellt ist die optische Dicke  $\tau$  jeweils als Summe entlang der dritten Achse.

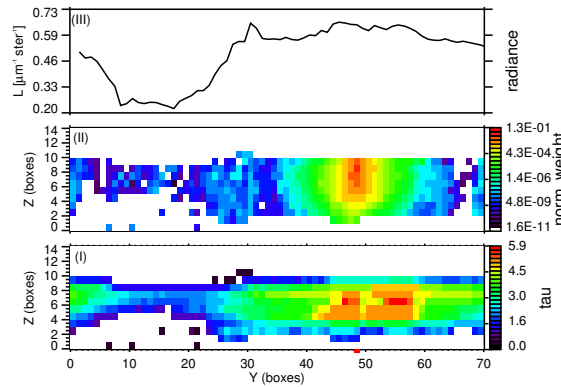


**Abbildung 8.2:** Beispiel eines zweidimensionalen Wolkenfeldes, simuliert mit IAAFT. Dargestellt ist die optische Dicke  $\tau$  jeder Wolkenbox (I), bzw. als Summe jeder Wolkensäule (II).

richtung dar, wie sie auch ein im Nadir über einer Wolke stehender und senkrecht nach unten schauender Satellit hat. Die beiden anderen Bilder zeigen die Summe der optischen Dicke jeweils entlang der x- und y-Achse. Diese Darstellung soll eine Idee über die interne Struktur des Wolkenfeldes geben.

Die dreidimensionalen Wolkenfelder haben eine horizontale Auflösung von 252.0 m. Die vertikale Auflösung beträgt 82.5 m. Ein Wolkenfeld mit  $70 \times 70 \times 14$  Boxen entspricht also einer horizontal erstreckten Wolke von  $17640 \times 17640$  m mit einer vertikalen Ausdehnung von 1155 m.

Um die früheren Untersuchungen für eine Wolkensäule systematisch zu erweitern, soll im Folgenden das Untersuchungsgebiet zunächst nur um eine Dimension erweitert werden. Solche zweidimensionalen Wolken werden aus dem dreidimensionalen Wolkenfeld in der Y-Z-Ebene ausgeschnitten. Die so entstandenen Wolkenschnitte beinhalten auf-



**Abbildung 8.3:** Ergebnis für einen 2D-Schnitt. (I) optische Dicke, (II) Gewichtsfunktion bzgl. des Pixel 49 (rot markiert), (III) reflektierte normierte Strahldichte.

grund ihrer Entstehung somit nicht nur eine vertikale, sondern bis zu einem gewissen Maße auch eine horizontale Inhomogenität. Abbildung 8.2 (I) zeigt die optische Dicke jeder Box in einem Wolkenschnitt, Abbildung 8.2 (II) den Verlauf der vertikal summierten optischen Dicke.

Für diese zweidimensionalen Wolken werden Gewichtsfunktionen errechnet. Im Gegensatz zu der Bestimmung der allein vertikalen Gewichtsfunktionen in den vorhergehenden Untersuchungen, wird nun die rückwärtsrechnende Version des Modells MC-UNIK, MC-UNIK-BW (pers. Mitteilung Mario Schewski) verwendet. In der vorwärtsrechnenden Strahlungstransportmodellierung werden die Gewichtsfunktionen, wie oben beschrieben, mit der 'Local Estimate'-Methode bestimmt. Da in einer zweidimensionalen Wolke aber auch horizontale Bewegungen der Photonen zugelassen werden, würde es einen übermäßigen Rechenaufwand bedeuten, weiterhin das Modell MC-UNIK zu verwenden. Bei der Bestimmung der Strahldichtefelder wird jedem Wolkenbereich am Oberrand der Wolke der Anteil an reflektierter Strahldichte zugewiesen, der die Wolke in diesem Bereich verlässt. Möchte man nun die zugehörige Gewichtsfunktion bestimmen, so können nur die Streuprozesse berücksichtigt werden, deren Beitrag an der gesamten Reflexion die Wolke an dem gewählten Wolkenbereich (Wolkenpixel) verlassen. Um die Effizienz bei der Berechnung der Gewichtsfunktionen zu steigern, bietet sich also die rückwärtsrechnende Version des Strahlungstransportmodells an. Wie schon in Kapitel 4 beschrieben, können so sämtliche in die Wolke geschossene Photonen zu der Bestimmung der Gewichtsfunktion beitragen.

Abbildung 8.3 zeigt in dem mittleren Bild (Abb. 8.3 (II)) ein erstes Ergebnis der Berechnung einer Gewichtsfunktion für den oben vorgestellten Wolkenschnitt. Desweiteren ist in der unteren Abbildung (Abb. 8.3 (I)) das Feld der optischen Dicke, in der oberen (Abb. 8.3 (III)) die reflektierte normierte Strahldichte für  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$  dargestellt. Für dieses Ergebnis wurde ein Sonnenzenitwinkel von  $\Theta_0 = 60.0^\circ$  und eine Nadir-

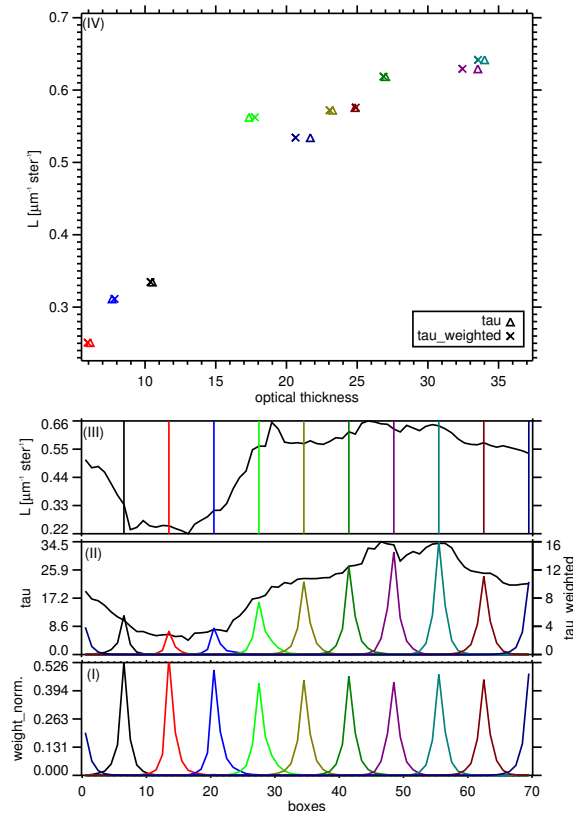
Beobachtungsgeometrie ( $\Theta = 0.0$ ) ausgewählt. Als Bodenalbedo wird in allen Simulationen die eines schwarzen, vollständig absorbierenden Untergrundes ( $\alpha_{\text{surf}} = 0.0$ ) verwendet. Auf der Abszisse ist die horizontale Ausdehnung der Wolke in Boxen aufgetragen. Die Ordinate der unteren beiden Felder gibt die vertikale Ausdehnung in Boxen, im obersten Bild die reflektierte normierte Strahldichte in  $\mu\text{m}^{-1}\text{ster}^{-1}$  an.

Im unteren Bild (Abb. 8.3 (I)) ist die optische Dicke jeder Box dargestellt. Man erkennt die horizontal und vertikal inhomogen verteilte optische Dicke. Im rechten Wolkenbereich befindet sich ein Bereich höherer optischer Dicke, während der linke Bereich sowohl geometrisch als auch optisch dünner ist.

Die Gewichtsfunktion (Abb. 8.3 (II)) hängt von der Detektorposition ab. Für dieses Beispiel wurde der Detektor über der Box 49 positioniert, liegt also über dem optisch dicksten Bereich der Wolke. Die normierte Gewichtsfunktion ist logarithmisch dargestellt. Man erkennt, dass sich der Haupteinflussbereich der Wolke auf die Strahldichte auf einen relativ begrenzten Bereich von zwei Wolkenpixeln in horizontaler Richtung um die Detektorposition erstreckt. Die vertikale Erstreckung beschränkt sich, wie auch schon bei den rein vertikalen Gewichtsfunktionen, auf den Bereich inner- und oberhalb der größten optischen Dicke der Wolkenregion. Insgesamt bildet sich unter der Wolkenoberkante ein tropfenförmiger Bereich aus, aus dem die meiste Information an die Strahlung abgegeben wird. Man erkennt aber auch, dass die Photonen, die die dem Wolkenpixel 49 zugeordnete reflektierte normierte Strahldichte bilden, in der gesamten Wolke Streuprozesse vollziehen.

Im oberen Bild (Abb. 8.3 (III)) ist die reflektierte normierte Strahldichte dargestellt, wie sie mit MC-UNIK berechnet wurde. Die Sonne beleuchtet die Wolke von links, die linke Flanke des dicksten Wolkenbereiches wird also direkt beschienen. Dies ist auch in der Kurve der Reflexion zu erkennen. In dem Bereich zwischen Pixel 20 und 40 steigen die optische Dicke und die reflektierte normierte Strahldichte an, wobei die Kurve der Strahldichte die größere Steigung hat. Durch die relativ geringe optische Dicke im Bereich bis Pixel 20 werden die Photonen nicht nur in diesem Bereich, sondern auch an in der benachbarten, optisch dickeren Region gestreut. Es kommt zu einer Aufhellung dieser Region. Eine ähnliche Erklärung kann für das Minimum bei Pixel 10 gefunden werden. Dieser Bereich liegt entsprechend der Beleuchtungssituation hinter einem optisch dickeren Wolkenbereich. Es kommt also quasi zu einer Abschattung dieses Wolkenbereiches und einer entsprechend geringeren reflektierten Strahldichte.

Um eine Ableitung einer Wolkeneigenschaft wie der optischen Dicke zu erhalten, muss ein eindeutiger Zusammenhang zwischen reflektierter Strahldichte und optischer Dicke gefunden werden. In den gängigen Fernerkundungsalgorithmen wird diese Beziehung im Allgemeinen auf Pixelbasis hergestellt. Verwendet man zum Beispiel einen 'lookup table', wie von Nakajima und King (1990) vorgeschlagen, so kann man, basierend



**Abbildung 8.4:** (I) Gewichtsfunktionen an versch. Positionen des 2D-Schnittes, (II) optische Dicke und gewichtete optische Dicke, (III) reflektierte normierte Strahldichte, (IV) Vergleich der reflektierten normierten Strahldichte mit der (gewichteten) optischen Dicke.

auf Rechnungen mit plan-parallelen Wolken, der gemessenen Strahldichte eines Wolken(Satelliten)pixel einen Wert für die optische Dicke zuzuordnen, der für die gesamte Wolkensäule zählt. Wie in Abbildung 8.3 (II) zu sehen, enthält die eine Wolke an einer bestimmten Stelle verlassende Strahlung aber Informationen aus einem breiteren Wolkenbereich als nur direkt aus der betrachteten Wolkensäule. Im Folgenden soll untersucht werden, wie sich der Zusammenhang zwischen Strahlung und Wolke ändert, wenn die Strahlung nicht nur lediglich einem Wolkenpixel zugeordnet, sondern auch die Umgebung des Wolkenpixels mitberücksichtigt wird.

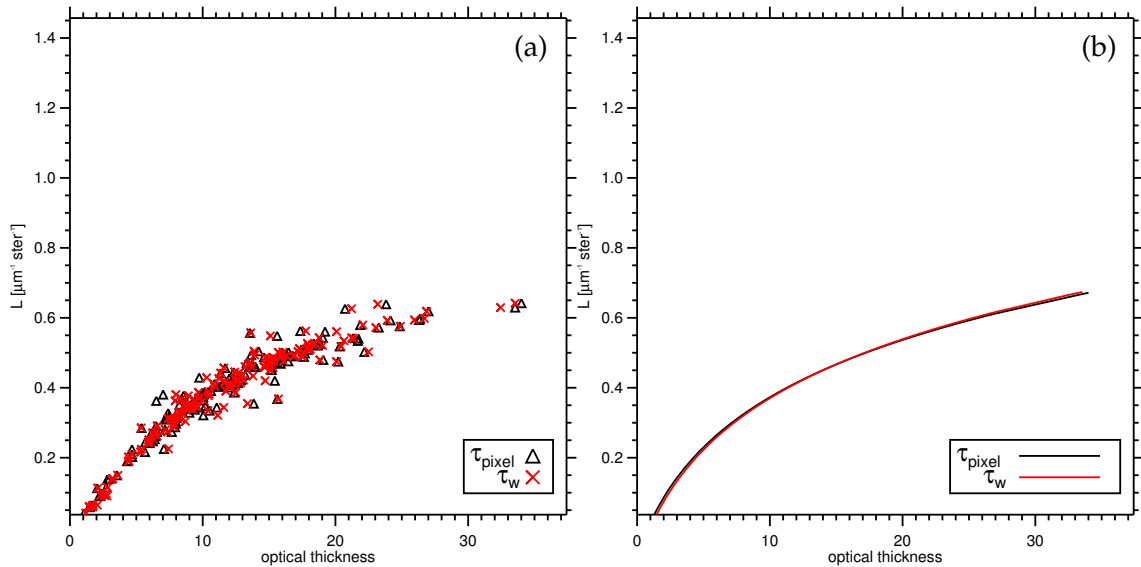
Wie schon in Kapitel 1 über den 3D-Effekt beschrieben, führen Horizontaltransporte von Photonen zu einer Verschmierung der Information in der gemessenen Strahlung. In der Simulation des Strahlungstransportes ist es möglich, die optische Dicke am Ort unterhalb des Detektors mit der zugehörigen Gewichtsfunktion zu kombinieren und so die 'gefühlte' optische Dicke zu bestimmen. Somit kann die reflektierte Strahldichte mit der optischen Dicke einer gesamten Wolkenregion in Beziehung gesetzt und mit der pixelbasierten Beziehung verglichen werden. Dieses Verfahren ist in Abbildung 8.4 dargestellt. Hier

sind die reflektierte normierte Strahldichte sowie die Gewichtsfunktionen für Berechnungen bei einem Sonnenstand  $(\Theta_0, \Phi_0) = (60^\circ, 90^\circ)$  und einer Nadir-Beobachtungsgeometrie  $(\Theta) = 0^\circ$  für  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$  gezeigt. Während Abbildung 8.3 die normierte Gewichtsfunktion für eine Detektorposition anzeigt, wurden für diese Abbildung mehrere Detektoren entlang des Wolkenschnittes verteilt. Die Position des jeweiligen Detektors ist in Abbildung 8.4 (III) durch die senkrechten farbigen Striche angegeben. Abbildung 8.4 (I) stellt die jeweiligen Gewichtsfunktionen dar. Aus dem in der vorhergehenden Abbildung gezeigten Feld der Gewichtsfunktion wurde die Summe über die Wolkensäulen bestimmt und als Kurve dargestellt. Die Farbkodierung unterscheidet die unterschiedlichen Detektorpositionen. Man erkennt, dass einzelne Gewichtsfunktionen relativ symmetrisch um die Detektorposition ausgerichtet sind. Dies ist besonders in der optisch sehr dicken Region der Fall (Abb. 8.4 (II), linke Achse). Zwar nehmen die Gewichtsfunktionen hier eine breitere Form an, aber auch ihre Symmetrie nimmt zu. In dieser Region werden die Photonen gleichmäßig in Bereiche der Umgebung der Detektorposition gestreut. Die Gewichtsfunktionen an den übrigen Detektorpositionen haben eine schmalere Form und zeigen eine zum Teil deutliche Asymmetrie in Richtung der größeren optischen Dicken der Umgebung. Die farbigen Kurven in Abbildung 8.4 (II) geben die gewichtete optische Dicke an. Hierzu wurde der Verlauf der optischen Dicke des gesamten Schnittes mit der gesamten normierten Gewichtsfunktion eines Detektors gewichtet:

$$\tau_w(x_0) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \tau(x - x_0) W_N(x - x_0) dx. \quad (8.1)$$

- ;  $\tau_w(x_0)$  : gewichtete optische Dicke an der Stelle  $x_0$
- $\tau(x)$  : optische Dicke an der Stelle  $x$
- $W_N(x)$  : norm. Gewichtsfunktion an der Stelle  $x$

Abbildung 8.4 (III) zeigt die Kurve der reflektierten Strahldichte für diesen zweidimensionalen Wolkenschnitt. In Abbildung 8.4 (IV) ist in typischer Weise die reflektierte Strahldichte gegen die optischen Dicke aufgetragen, Dreiecke symbolisieren hierbei die pixelbasierte Beziehung, bei der die Strahldichte und die optische Dicke am Ort des Detektors verglichen werden. Die Kreuze zeigen die Beziehung aus Strahldichte des Wolkenspixels und gewichteter optischer Dicke an. Die Farbgebung stellt die Verbindung zu der jeweiligen Detektorposition her. Es zeigt sich ein leicht differenziertes Bild. Während an einigen Positionen die gewichtete optische Dicke der des jeweiligen Pixels in etwa entspricht, treten sowohl Fälle auf, in denen die Wichtung der optischen Dicke zu einer Erhöhung als auch zu einer Verringerung im Vergleich zu der pixelbasierten optischen Dicke führt. Nimmt man den Ort des Detektors in der Analyse hinzu, so stellt man fest, dass die gewichtete optische Dicke leicht größer als die pixelbasierten optischen Dicke ist, wenn man den sonnenbeschienenen Teil der Wolke zwischen Box 15 und 30 betrachtet. In dieser Region herrscht ein relativ starker Gradient in der optischen Dicke vor. Die



**Abbildung 8.5:** Vergleich der reflektierten normierten Strahldichte als Funktion der (gewichteten) optischen Dicke (a) und die zugehörigen Ausgleichskurven (b). Die optische Dicke des Wolkenpixels ist schwarz, die gewichtete optische Dicke rot dargestellt.

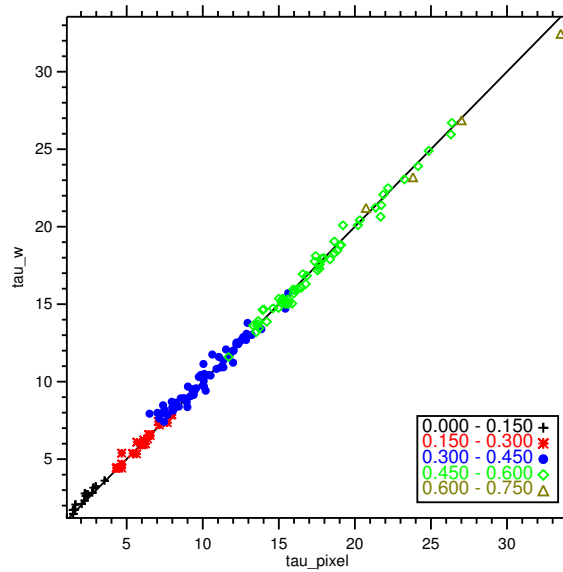
zugehörigen Gewichtsfunktionen zeigen dementsprechend eine steilere linke, sonnenzugewandte und eine flachere rechte, sonnenabgewandte Flanke, was auf stärkere Streuannteile aus diesem Bereich hindeutet. Geringere Werte für die gewichtete optische Dicke kommen dort zustande, wo, unabhängig von der Beleuchtungssituation, eine schnelle Abnahme der optischen Dicke in nächster Umgebung zu der Detektorposition festzustellen ist. Dies tritt in diesem Beispiel zusammen mit der größten optischen Dicke auf. Wie schon oben erwähnt, sind die Gewichtsfunktionen dort breiter. Informationen stammen somit auch verstärkt aus der Umgebungsregion. Um einen großen Unterschied zwischen den beiden unterschiedlich bestimmten optischen Dicken zu erreichen, ist also sowohl eine breitere, asymmetrische Gewichtsfunktion notwendig, damit auch die benachbarten Regionen ein hohes Gewicht erhalten, als auch eine räumlich schnelle Änderung der optischen Dicke, die möglichst nicht in beide Richtungen entgegengesetzte Vorzeichen haben sollte. Nur in Kombination beider Gegebenheiten, die allerdings nicht unabhängig voneinander sind, kann sich eine veränderte optische Dicke ergeben. Insgesamt erzeugt die Berücksichtigung der Umgebung einen leichten Unterschied in der Beziehung zwischen reflektierter normierter Strahldichte und optischer Dicke der Säule, bzw. der gewichteten optischen Dicke.

Wie deutlich dieser Unterschied jedoch ist, zeigt die Erweiterung des Stichprobenumfanges. In Abbildung 8.5 ist die gleiche Darstellungsweise wie für Abbildung 8.4 (IV) gewählt worden. Allerdings beinhaltet diese Darstellung Gewichtsfunktionsberechnungen für jeweils zehn verschiedene Detektoren bei insgesamt 20 Wolkenschnitten. Schwar-

ze Dreiecke zeigen die Beziehung zwischen reflektierter Strahldichte und optischer Dicke der Wolkensäulen, rote Kreuze die der gewichteten optischen Dicke. Betrachtet man jeweils nur eine Beziehung zwischen reflektierter Strahldichte und optischer Dicke, so lässt sich die typische, logarithmische Form des Zusammenhanges erkennen. Im Bereich kleiner optischer Dicken steigt die Strahldichte mit zunehmender optischer Dicke an. Je optisch dicker die Wolke allerdings wird, desto mehr gerät man in einen Sättigungsbereich, in dem eine größere optische Dicke kaum noch eine Erhöhung der Reflexion zur Folge hat. Desweiteren erkennt man für die geringsten optischen Dicken bis ca.  $\tau = 5$ , dass es einen deutlichen Zusammenhang zwischen Wolke und Strahlung gibt. Wird die Wolke dichter, so verschwindet dieser lineare Zusammenhang, da 3D-Effekte eine größere Rolle spielen. Dieses Verhalten zeigen beide Fälle. Vergleicht man aber, wie schon für Abbildung 8.4 (IV) beschrieben, jeweils die unterschiedlichen Datenpunkte miteinander, so fällt auch auf, dass die einer bestimmten reflektierten Strahldichte zugeordneten optischen Dicken (gewichtet und pixelbasiert) nicht identisch sind. Allerdings lässt sich keine Vorzugsrichtung einer Verschiebung erkennen. Legt man durch beide Datensätze eine Ausgleichskurve, so bedeutet eine größere Steigung bei der Kurve der gewichteten optischen Dicke, dass der Bereich der Sättigung hin zu größeren optischen Dicken verschoben ist. Damit würde sich auch der Bereich des deutlichen Zusammenhanges Strahldichte - Wolkeneigenschaft vergrößern. Die Berücksichtigung der Umgebung würde also zu einer Verbesserung des Zusammenhanges von reflektierter Strahldichte und optischer Dicke der Wolke führen und könnte in einer Verbesserung bestehender Fernerkundungsalgorithmen münden. In Abbildung 8.5 (b) sind die jeweiligen logarithmischen Kurven eingezeichnet. Beide Kurven liegen nahezu übereinander. Nur eine geringe Verschiebung ist zu erkennen. Die Steigung der roten Kurve ist minimal größer als die der schwarzen Kurve. Man kann aber auf keinen Fall von einem deutlicheren Zusammenhang zwischen Strahlung und Wolkeneigenschaft sprechen. Die Nutzung einer zweidimensionalen Gewichtsfunktion, also die Berücksichtigung der Streuorte in der Hauptebene (engl. *principle plane*,  $(\phi - \phi_0 = (0,180))$ ), ändert zwar punktuell die der reflektierten normierten Strahldichte zugeordneten optischen Dicke. Diese vereinzelt Fälle reichen jedoch nicht, den grundsätzlichen Zusammenhang zu verbessern. In diesem Beispiel eines im Nadir stehenden Detektors scheint der Einfluss der 3D-Effekte nicht besonders groß zu sein. Die horizontale Auflösung der Wolke liegt mit ca. 250 m innerhalb der Auflösung, mit der 3D-Effekte noch erfasst werden können.

In Abbildung 8.6 ist die gewichtete optische Dicke gegen die optische Dicke der Wolkenbox aufgetragen. Die Farbkodierung zeigt die Zuordnung zu einer bestimmten reflektierten Strahldichte. In dieser Abbildung erkennt man, dass es nur zu leichten Unterschieden zwischen den unterschiedlich bestimmten optischen Dicken kommt. Für den Bereich einer reflektierten normierten Strahldichte um  $0.45 \mu\text{m}^{-1} \text{ster}^{-1}$  kommt es zu leicht erhöh-

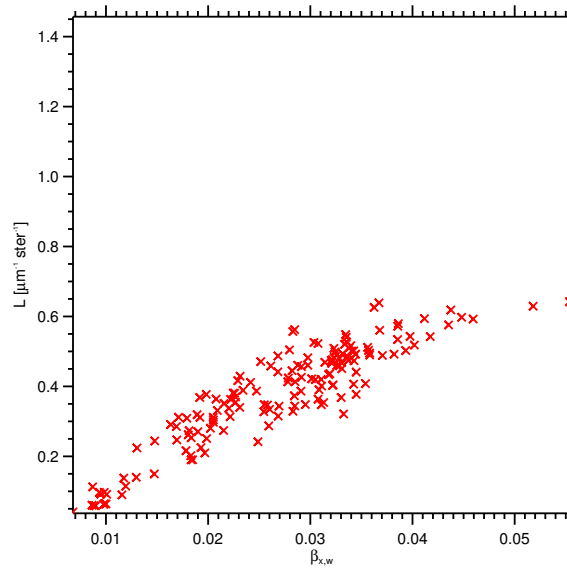




**Abbildung 8.6:** Vergleich der gewichteten optischen Dicke mit der optischen Dicke auf Pixelbasis. Die Farbkodierung gibt die zugehörige reflektierten normierte Strahldichte [ $\mu\text{m}^{-1} \text{ster}^{-1}$ ] an.

ten Unterschieden zwischen pixelbasierter und gewichteter optischer Dicke. Insgesamt ist keine Vorzugsrichtung in der Verschiebung der Datenpunkte in Richtung der gewichteten oder pixelbasierten optischen Dicke zu erkennen. Wie schon aus Abbildung 8.6 abzulesen, kommt es zu einer leicht systematischen Anordnung der Daten als Funktion der reflektierten normierten Strahldichte. Bei geringer optischer Dicke kann man eine eindeutige Zuordnung zu einer Strahldichte erkennen. Diese ist auch grundsätzlich über den gesamten dargestellten Bereich erkennbar. Mit zunehmender Strahldichte kommt es aber auch zu Fällen, die einer geringeren optischen Dicke zugeordnet werden.

In den obigen Darstellungen wurde die gesamte optische Dicke des Wolkenschnittes mit der Summe der Gewichtsfunktion in jeder Wolkensäule gewichtet. Dies ergab die Möglichkeit, die ortsgebundene mit der räumlich gemittelten optischen Dicke zu vergleichen. Die Berücksichtigung der Streu- und Absorptionseigenschaften der Umgebung führte zu keiner Verbesserung des Zusammenhangs zwischen Wolke und reflektierter Strahlung. Wie schon in Kapitel 7 und in diesem Kapitel beschrieben, findet der größte Anteil an Streuprozessen in dem obersten Wolkenbereich statt; die Gewichtsfunktionen haben hier ihr Maximum. Nun soll untersucht werden, ob die Beschränkung auf die tatsächlich an der Wechselwirkung beteiligte Wolkenregion zeigt, dass die Berücksichtigung hilfreich ist, oder ob das bestehende Ergebnis bestätigt werden muss, dass zwar auch benachbarte Wolkenregionen zu der am Detektor gemessenen Strahldichte beitragen, diese aber nur in geringem Maße beeinflussen. Hierzu wird im Gegensatz zu dem vorherigen Ansatz



**Abbildung 8.7:** Vergleich der reflektierten normierten Strahldichte mit dem gewichteten Extinktionskoeffizienten.

nun keine vertikal integrale Gewichtsfunktion gebildet, sondern das zweidimensionale Feld des Extinktionskoeffizienten mit dem Feld der normierten Gewichtsfunktion gewichtet:

$$\beta_{x,w} = \sum_{i=x_{\min}}^{x_{\max}} \sum_{j=y_{\min}}^{y_{\max}} \beta_x(i,j) W_N(i,j) \quad (8.2)$$

;  $\beta_{x,w}$  : gewichteter Extinktionskoeffizient  
 $\beta_x(i,j)$  : Feld des Extinktionskoeffizienten  
 $W_N(i,j)$  : Feld der norm. Gewichtsfunktion

Summiert man diese einzelnen Beiträge auf, so bestimmt man einen 'gefühlten' Extinktionskoeffizienten. Nun kann wiederum die reflektierte Strahldichte mit dem zugehörigen Wolkenbereich in Verbindung gebracht werden (Abb. 8.7). Da die 'gefühlte' Extinktion mit der geometrischen Boxgröße multipliziert einer optischen Dicke entspricht, ist im Wesentlichen die Reflexionsfunktion als Funktion der optischen Dicke allein der Region dargestellt, die zu der reflektierten normierten Strahldichte beiträgt. In dieser Beziehung zeigt sich ein erwarteter linearer Zusammenhang. Allerdings ist in der Fernerkundung eher eine Information über die gesamte Wolke als nur über einen Wolkenbereich erwünscht.

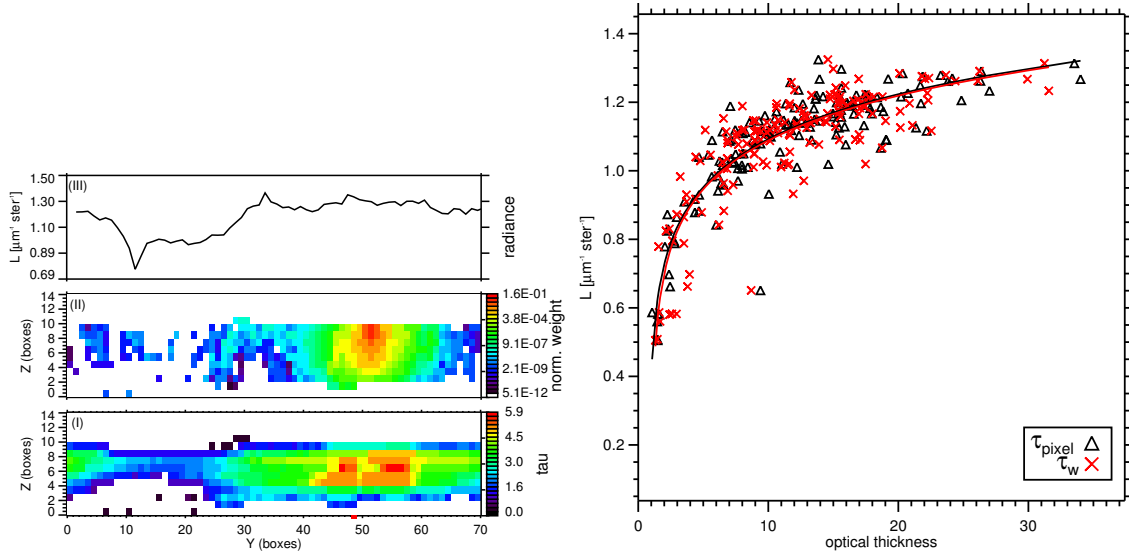
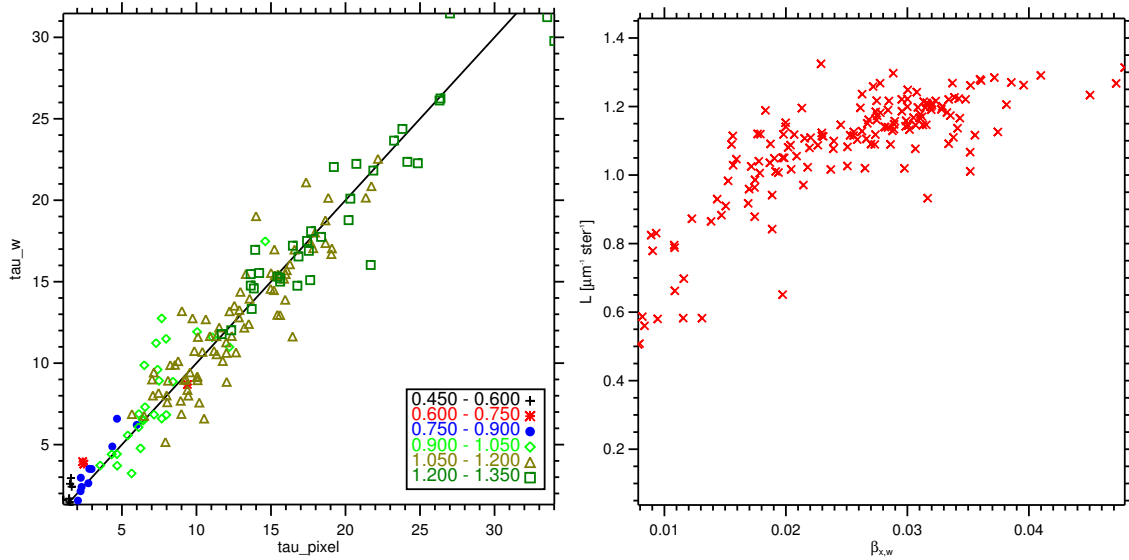
Das Ziel dieser Studie ist die Überprüfung der Nutzbarkeit von Umgebungsinformationen, um die Fernerkundung von Wolken zu verbessern. Diese Umgebung wurde mithilfe von vertikalen und horizontalen Gewichtsfunktionen berücksichtigt. Anhand der

gezeigten Ergebnisse für eine Beobachtungsposition lässt sich feststellen, dass die Verwendung von Informationen aus der nächsten Umgebung eines Wolkenpixels keinen besonderen Vorteil birgt. Zwar kann man anhand der Gewichtsfunktion klar erkennen, dass die reflektierte Strahldichte nicht nur aus einer Wolkensäule stammt sondern auch Streuprozesse in der Nachbarregion zu dieser beitragen. Verwendet man diese Erkenntnisse jedoch, um die Strahldichte mit einer modifizierten optischen Dicke in Verbindung zu setzen, so kommt man zu dem Ergebnis, dass sich diese nicht systematisch von der optischen Dicke aus der Wolkensäule unterhalb des Detektors unterscheidet. Dies hängt vor allem mit der Form der Gewichtsfunktion und der Änderung der optischen Dicke in der Umgebung zusammen.

Um abzuschätzen, welchen Einfluss die Beobachtungsgeometrie auf die Beziehung von Strahldichte und Wolkenstruktur hat, ist der Zenitwinkel der Detektorposition von der Nadir-Blickrichtung auf  $\Theta = 60^\circ$  geändert worden, blickt aber weiterhin in die Hauptebene. Die entsprechenden Ergebnisbilder sind in Abbildung 8.8 zusammengefasst.

Beschränkt man den Blick auf einen Wolkenschnitt (Abb. 8.8 (a)) und einen Detektor, so fällt im Vergleich zu Abbildung 8.3 die Verschiebung des Maximums der Gewichtsfunktion auf. Die Detektorposition ist in beiden Abbildungen auf der Abszisse angezeigt. Vergleicht man beide Positionen, so stellt man eine starke Verschiebung in Vorwärtsstreuung (die Sonne beleuchtet die Wolke von links) fest. Die Photonen treten in einem Winkel von  $\Theta_0 = 60^\circ$  in die Wolke ein, vollziehen erst nach einer von der optischen Dicke abhängigen Wegstrecke den ersten Streuprozess. In Kapitel 4, Gl. 4.5 ist erläutert, wie diese Transmission im MONTE-CARLO-Modell simuliert wird. Dieser erste Streuprozess findet aufgrund des Einfallswinkels nicht unterhalb des Detektors statt. Wird das Photon allerdings das erste Mal gestreut, so bleibt es, wie auch in dem Fall mit  $\Theta_0 = 0^\circ$  beobachtet, relativ nah an diesem ersten Streuort.

In Abbildung 8.8 (b) ist die Strahldichte als Funktion der optischen Dicke aufgetragen. Wie in der vergleichbaren Abbildung 8.6 (b) bezeichnen die schwarzen Dreiecke die optische Dicke direkt unterhalb des Detektors, die roten Kreuze geben die gewichtete optische Dicke an. Auffällig ist die zum Teil größere Verschiebung zwischen den beiden Werten der optischen Dicke. Sie ist durch die verschobene Gewichtsfunktion zu erklären. Die gewichtete optische Dicke entstammt zu einem größeren Teil aus einer etwas anderen Wolkenregion. Allerdings ist diese Verschiebung gerade in dem Bereich mittlerer optischer Dicken relativ gering. Hier scheint also entweder die Verschiebung des Maximums der Gewichtsfunktion geringer zu sein, oder aber die Wolke weist in der Umgebung keine großen Änderungen in der optischen Dicke auf. Damit werden trotz Verschiebung im Mittel gleiche oder sehr ähnliche Werte optischer Dicke erreicht. Da in diesem Bereich besonders viele Datenpunkte liegen, treten in der Beziehung zwischen den unterschiedlichen optischen Dicken und der reflektierten normierten Strahldichte

(a) Wie Abbildung 8.3, aber für  $(\Theta, \Phi) = (60^\circ, 90^\circ)$ (b) Wie Abbildung 8.5, aber für  $(\Theta, \Phi) = (60^\circ, 90^\circ)$ (c) Wie Abbildung 8.6, aber für  $(\Theta, \Phi) = (60^\circ, 90^\circ)$ (d) Wie Abbildung 8.7, aber für  $(\Theta, \Phi) = (60^\circ, 90^\circ)$ 

**Abbildung 8.8:** Zusammenfassung des Einflusses der Umgebung auf die reflektierte Strahldichte für  $(\Theta_0, \Phi_0) = (60^\circ, 90^\circ)$  und  $(\Theta, \Phi) = (60^\circ, 90^\circ)$ .

keine größeren Unterschiede auf. In beiden Fällen kommt es jedoch grundsätzlich zu einer Verschlechterung des Zusammenhanges zwischen Wolke und Strahlungseigenschaften. Dieser ist auf den schrägeren Sonneneinfallswinkel und der daraus resultierenden 3D-Effekte zurückzuführen.

Abbildung 8.8 (c) zeigt die gewichtete optische Dicke als Funktion der optischen Dicke der Pixel. Was schon in Abbildung 8.8 (b) beschrieben wurde, ist hier noch einmal deutlich zu erkennen. Bei geringen Strahldichten kommt es nur zu kleinen Unterschieden beider Werte, allerdings sind die gewichteten optischen Dicken immer größer als die optische Dicke am Ort des Detektors. Steigt allerdings die reflektierte Strahldichte an, so lässt sich keine Systematik erkennen. Beide Richtungen der Verschiebung treten auf. Dieser Bereich ist in Abbildung 8.8 (b) derjenige, in dem der deutliche Zusammenhang zwischen reflektierter Strahldichte und Wolkeneigenschaft (ab  $\tau = 7$ ) völlig verschwindet.

Beschränkt man den Vergleich von reflektierter Strahldichte mit Wolkeneigenschaften auf den Bereich, in dem tatsächlich Streuprozesse stattfinden, indem das Feld des Exkinktionskoeffizienten mit dem Feld der Gewichtsfunktion gewichtet wird, so kann man im Vergleich mit Abbildung 8.7 auch in Abbildung 8.8 (d) erkennen, dass die Streuung insgesamt zugenommen hat. Durch den schrägen Sonneneinfall bekommt die Inhomogenität eine größere Bedeutung.

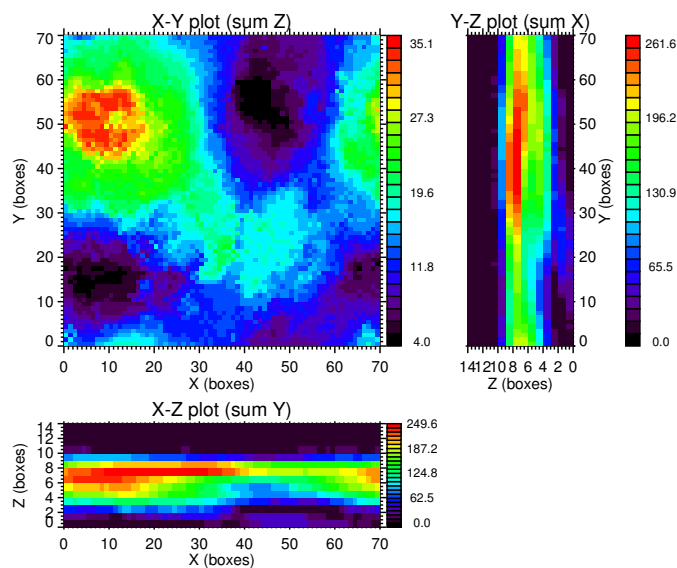
Insgesamt kann auch unter Berücksichtigung unterschiedlicher Beobachtungspositionen an der oben getroffenen Aussage festgehalten werden. Die Streuprozesse der Photonen, die die reflektierte Strahldichte bilden, finden zwar in allen Regionen der Wolke statt, zum größten Teil in direkter Nachbarschaft der Detektorposition, allerdings dient eine Berücksichtigung der Umgebung in Form einer vertikalen und in eine Richtung horizontalen Gewichtsfunktion nicht der besseren Beschreibung des Zusammenhanges zwischen reflektierter Strahldichte und optischer Dicke der Wolke. Außer bei geringsten optischen Dicken bleibt dieser Zusammenhang undeutlich. Im folgenden Kapitel soll die vollständige dreidimensionale Wolkenstruktur berücksichtigt werden.



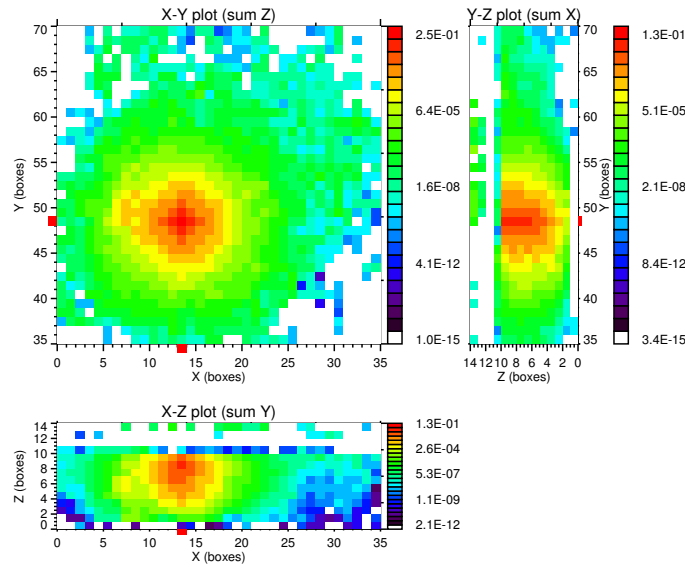
## Kapitel 9

# Einfluss der 3D-Wolkenstruktur auf die reflektierte Strahldichte

In diesem Kapitel soll die in bereits begonnene Untersuchung, ob eine Berücksichtigung der Umgebung einer Detektorposition eine veränderte Aussagefähigkeit in der Beschreibung des Zusammenhanges von Strahldichte und Wolkenstruktur schafft, weiter ausgeweitet werden. Bisher konnte gezeigt werden, dass die üblicherweise aufgestellte Beziehung zwischen reflektierter Strahldichte eines Wolkenpixels und dessen optischer Dicke grundsätzlich nicht verändert wird, wenn durch eine zweidimensionale Gewichtungsfunktion die Wolkenstruktur der Umgebung bei der Bestimmung der optischen Dicke berücksichtigt wird. In einzelnen Fällen kommt es in beiden Richtungen zu durchaus



**Abbildung 9.1:** Beispiel eines dreidimensionalen Wolkenfeldes, simuliert mit IAAFT. Dargestellt ist die optische Dicke  $\tau$ .

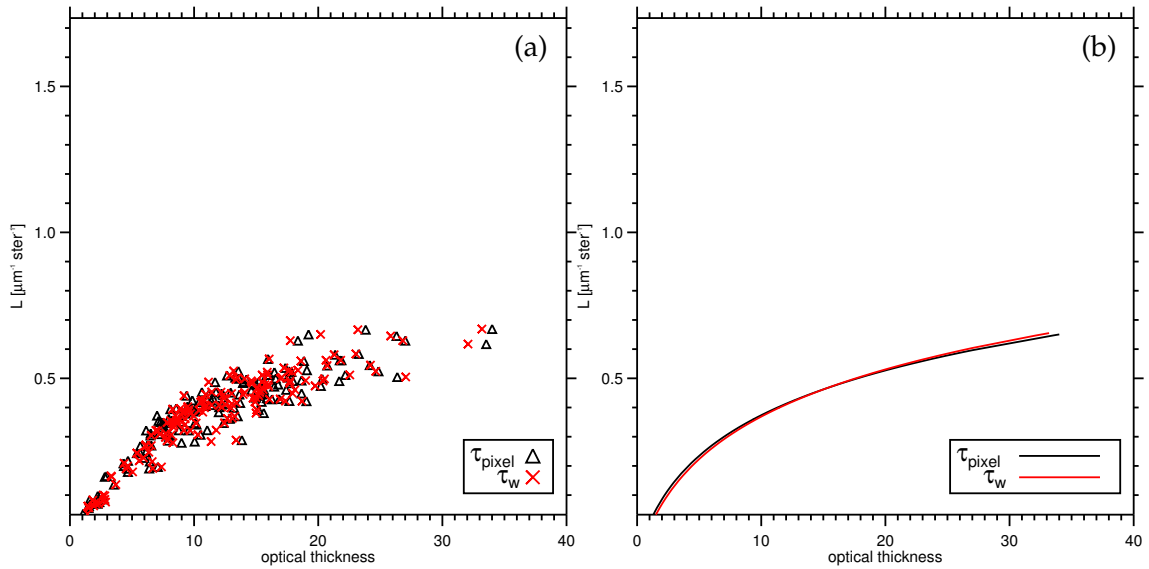


**Abbildung 9.2:** Beispiel einer dreidimensionalen normierten Gewichtsfunction. Dargestellt ist jeweils der Blick auf eine Ebene.

deutlichen Unterschieden zwischen den beiden unterschiedlich bestimmten Werten der optischen Dicke. Betrachtet man allerdings eine relativ große Datenmenge, so lässt sich keine systematische Veränderung finden. Da bisher in Kapitel 8 nur in einer horizontalen Richtung inhomogene Wolken verwendet wurden, um die Gewichtsfunction zu bestimmen, soll im Folgenden auch die zweite horizontale Richtung berücksichtigt werden. Der Strahlungstransport wird nun nicht nur auf Wolkenschnitte, sondern auf die gesamte dreidimensionale Wolke, wie in Abbildung 9.1 dargestellt, angewendet.

Die dreidimensionale Gewichtsfunction wird wiederum mit dem Strahlungstransportmodell MC-UNIK-BW bestimmt. Um eine Vergleichbarkeit mit den zweidimensionalen Ergebnissen zu schaffen, wurden die gleichen Detektorpositionen wie in der vorhergehenden Studie verwendet. Eine so berechnete normierte dreidimensionale Gewichtsfunction für  $(\Theta_0, \Phi_0) = (60^\circ, 90^\circ)$  und  $(\Theta, \Phi) = (0^\circ, 0^\circ)$  ist in Abbildung 9.2 dargestellt. Um die Darstellung deutlicher zu machen, ist nur ein Ausschnitt aus dem gesamten Feld der Gewichtsfunction gezeigt, die normierte Gewichtsfunction wird logarithmisch angegeben. Die Aufspaltung in drei unterschiedliche Blickrichtungen soll einen Eindruck über die dreidimensionale Verteilung der Gewichtsfunction geben. Hierbei ist die Summe der Beiträge der Gewichtsfunction in die jeweils fehlende Richtung dargestellt. Das Bild oben links (X-Y-Ebene) zeigt zum Beispiel die Aufsicht auf die Wolkenregion. Die Beiträge zu der Gewichtsfunction sind entlang der vertikalen Achse summiert. Auch im dreidimensionalen Fall hat sie ihr Maximum in der Säule, über der der Detektor steht. Die horizontale Ausdehnung erstreckt sich über einen größeren Bereich. Allerdings tra-

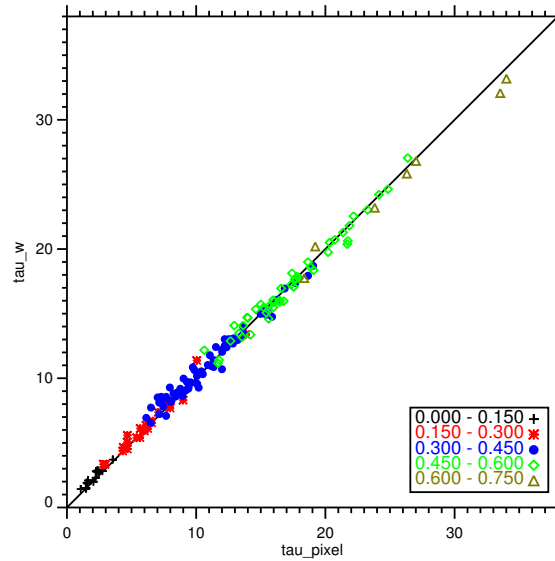




**Abbildung 9.3:** Vergleich der reflektierten normierten Strahldichte als Funktion der (gewichteten) optischen Dicke (a) und die zugehörigen Ausgleichskurven (b). Die optische Dicke des Wolkenpixels ist schwarz, die gewichtete optische Dicke rot dargestellt.

gen lediglich eine kleine Anzahl der Boxen der direkten Umgebung den Hauptteil der Gewichte. Würde man nur die Werte größer 1% des Maximalwertes auftragen, so beschränkt sich der Einflussbereich auf einen Bereich von ungefähr  $6 \times 6$  Wolkenpixel. In der Vertikalen zeigt sich eine leichte Tropfenform. Der Detektor befindet sich über einer besonders optisch dicken Region der Wolke. Treten die Photonen in die Wolke ein, so werden sie für einige Streuprozesse in dieser dicken Region gefangen. Dies erklärt, warum das Maximum der Gewichtsfunktion in der obersten Schicht liegt. Betrachtet man die (X-Y)-Darstellung, so fällt eine relativ starke Radialsymmetrie der Gewichtsfunktion auf. Die Gewichtsfunktion hat in der Säule der Detektorposition ihr Maximum und fällt von dort in fast alle Richtungen gleichmäßig ab. Unter Berücksichtigung aller drei Blickrichtungen kann man feststellen, dass sich eine symmetrisch um die Detektorposition angeordnete 'Gewichtssphäre' bildet, die sich aber zum größten Teil auf den oberen Wolkenbereich erstreckt. Der Einflussbereich der Wolke auf die reflektierte Strahldichte nimmt somit in nahezu alle Richtungen gleichmäßig mit größer werdender Entfernung von der Detektorposition ab. Dieses Verhalten ist im Vergleich zu den Ergebnissen der ein- und zweidimensionalen Gewichtsfunktion (Kap. 7 und Kap. 8) konsistent.

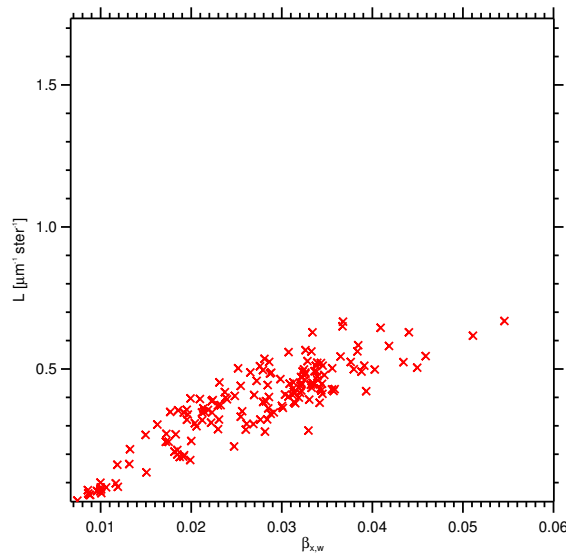
In Abbildung 9.3 (a) sind die Ergebnisse der Anwendung einer dreidimensionalen Gewichtsfunktion dargestellt. Nach dem in Zusammenhang mit Abbildung 9.2 beschriebenen Vorgehen für einen Detektor wurden für insgesamt zwei dreidimensionale Wolkenfelder und jeweils 64 unterschiedliche Detektoren die dreidimensionalen Gewichtsfunktionen bestimmt. Abbildung 9.3 (a) stellt die reflektierte normierte Strahldichte jeder Säule



**Abbildung 9.4:** Vergleich der gewichteten optischen Dicke mit der optischen Dicke auf Pixelbasis. Die Farbkodierung gibt die zugehörige reflektierte normierte Strahldichte [ $\mu \text{ m}^{-1} \text{ ster}^{-1}$ ] an.

le, über der sich ein Detektor befindet, als Funktion der optischen Dicke dar. Als optische Dicke wird wiederum sowohl die der Säule direkt unterhalb des Detektors (schwarz, Dreieck), als auch die der Umgebung, gewichtet mit der zugehörigen Gewichtsfunktion (rot, Kreuz), verwendet. In beiden Fällen erkennt man einen sehr ähnlichen Zusammenhang zwischen Strahlungs- und Wolkeneigenschaften. Bei kleinen optischen Dicken kann man von einem deutlichen Zusammenhang zwischen Strahlung und Wolke sprechen, hin zu größeren optischen Dicken verschwimmt dieser jedoch. Ab einer reflektierten normierten Strahldichte von ca.  $0.4 \mu \text{ m}^{-1} \text{ ster}^{-1}$  ist keine eindeutige Zuordnung der Strahldichte zu einer bestimmten optischen Dicke möglich. Dies ändert sich auch nicht, wenn die Umgebung in die Bestimmung der optischen Dicke mit einbezogen wird. Vergleicht man einzelne Punkte untereinander, so lässt sich die schon in Kapitel 8 beschriebene Verschiebung der Werte optischer Dicke erkennen. Auch im Fall einer vollständig dreidimensionalen Wolke ist aber keine Systematik zu erkennen. In Abbildung 9.3 (b) sind die zugehörigen Ausgleichskurven dargestellt. Im Gegensatz zu der vergleichbaren Abbildung 8.5 (b) in Kapitel 8 liegen diese Kurven nicht nahezu übereinander. Die Berücksichtigung der Umgebung im vollständig dreidimensionalen Fall bewirkt also eine leichte Veränderung in der Beschreibung des Zusammenhanges von Strahlungs- und Wolkeneigenschaften. Allerdings ist diese so gering, dass sie sich nicht für eine Verbesserung der Fernerkundung verwenden lässt.

Abbildung 9.4 zeigt die gewichtete optische Dicke als Funktion der optischen Dicke der Säule. Die unterschiedliche Färbung gibt die Zugehörigkeit zu einer bestimmten reflektierten normierten Strahldichte an. Somit kann eine etwaige Systematik sowohl einer op-

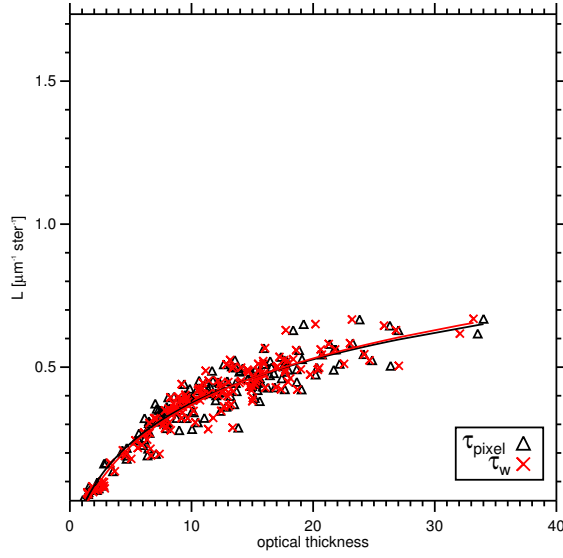
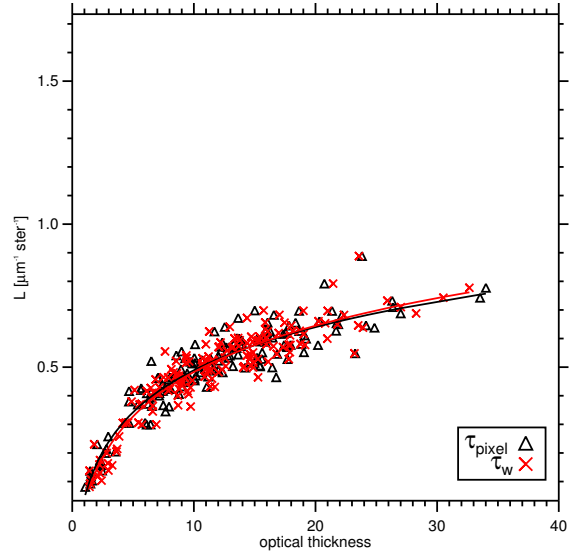
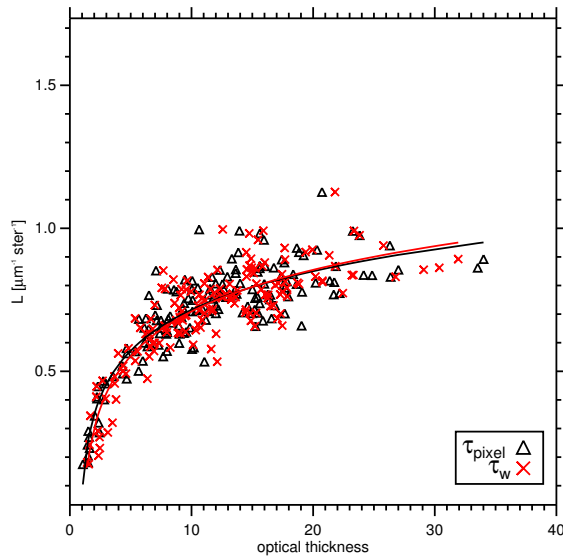
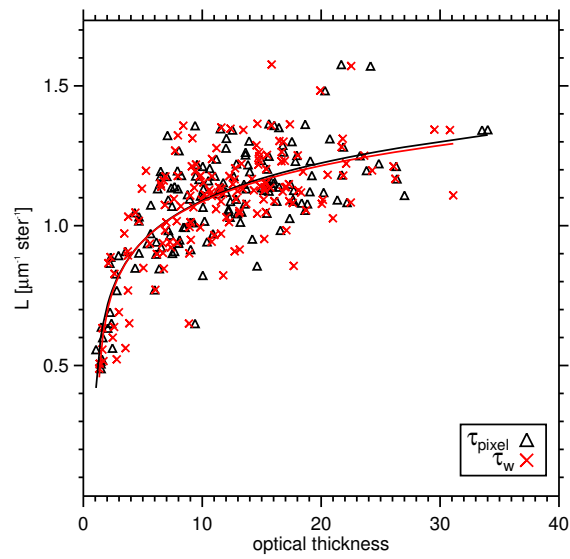


**Abbildung 9.5:** Vergleich der reflektierten normierten Strahldichte mit dem gewichteten Extinktionskoeffizienten.

tischen Dicke, als auch einer Strahldichte zugeordnet werden. Im Bereich einer optischen Dicke von  $\tau = 10$  und einer reflektierten normierten Strahldichte von  $0.3 - 0.45 \mu\text{m}^{-1}\text{ster}^{-1}$  ist eine leichte Verschiebung der Punkte zu der gewichteten optischen Dicke zu erkennen. Nehmen Strahldichte und optische Dicke zu, verschiebt sich der Zusammenhang leicht in die andere Richtung, wie in Abbildung 9.3 (b) gezeigt wird. Insgesamt liegen die Punkte allerdings sehr nahe an der '1 zu 1'-Geraden, es handelt sich somit nur um eine geringe Verschiebung.

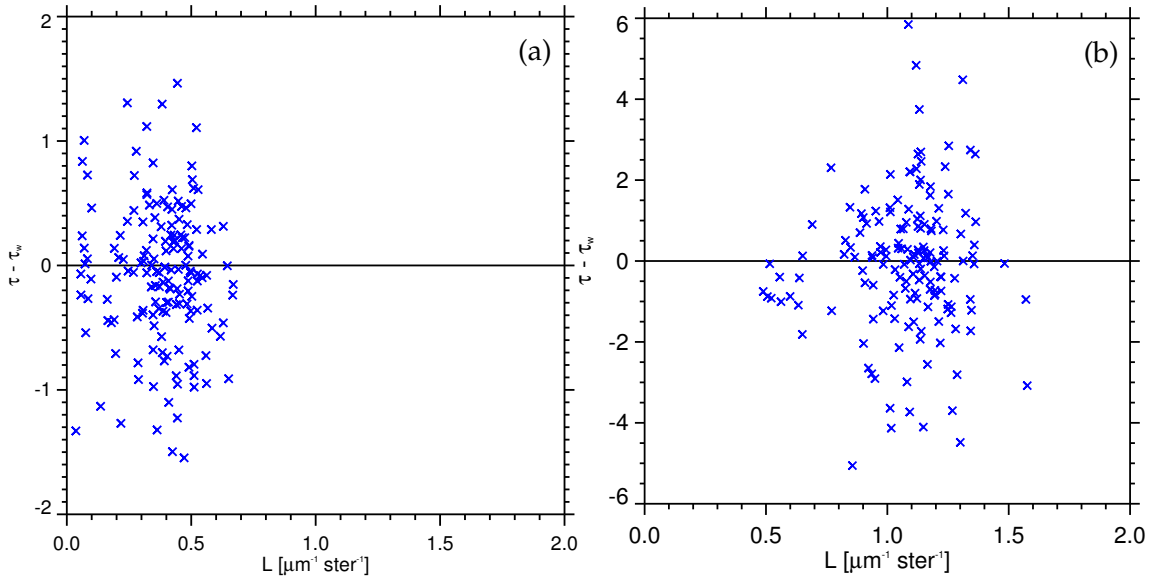
Abbildung 9.5 zeigt den Zusammenhang von reflektierter Strahldichte und gewichtetem Extinktionskoeffizienten. Letzterer lässt sich bestimmen, indem das Feld des Extinktionskoeffizienten mit dem Feld der Gewichtsfunktion gewichtet wird (siehe Gl 8.2). Zu diesem Wert tragen somit nur die Bereiche der Wolke bei, in denen tatsächlich Streuprozesse stattgefunden haben. Da ein gewichteter Extinktionskoeffizient, multipliziert mit der Boxgröße, einer optischen Dicke entspricht, kann man die reflektierte normierte Strahldichte mit der 'gefühlten' optischen Dicke in Zusammenhang bringen. Es zeigt sich auch im Fall einer vollständigen Berücksichtigung der dreidimensionalen Wolkenstruktur ein linearer Zusammenhang. Wie zu erwarten nimmt die reflektierte normierte Strahldichte mit ansteigender optischer Dicke zu.

Im Folgenden soll nun der Einfluss der Beobachtungsposition auf den Zusammenhang von Strahlungs- und Wolkeneigenschaften untersucht werden. In den bisher gezeigten Ergebnissen stand der Detektor im Nadir über der Wolke. Um zu untersuchen, ob ein veränderter Blickwinkel ein anderes Ergebnis erbringt, wurde der Zenitwinkel des De-

(a) wie Abb. 9.3(a), aber für  $(\Theta, \Phi) = (0^\circ, 0^\circ)$ (b) wie Abb. 9.3(a), aber für  $(\Theta, \Phi) = (30^\circ, 90^\circ)$ (c) wie Abb. 9.3(a), aber für  $(\Theta, \Phi) = (45^\circ, 90^\circ)$ (d) wie Abb. 9.3(a), aber für  $(\Theta, \Phi) = (60^\circ, 90^\circ)$ 

**Abbildung 9.6:** Vergleich der reflektierten normierten Strahldichte als Funktion der (gewichteten) optischen Dicke für einen Sonnenstand  $(\Theta_0, \Phi_0) = (60^\circ, 90^\circ)$  und unterschiedlichen Beobachtungsgeometrien in der Hauptebene. Die optische Dicke des Wolkenpixels ist schwarz, die gewichtete optische Dicke rot dargestellt.

tektors systematisch verändert. Die folgenden Rechnungen wurden für  $\Theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$  und  $60^\circ$  durchgeführt. Der Azimutwinkel des Detektors sowie der Sonnenstand bleiben



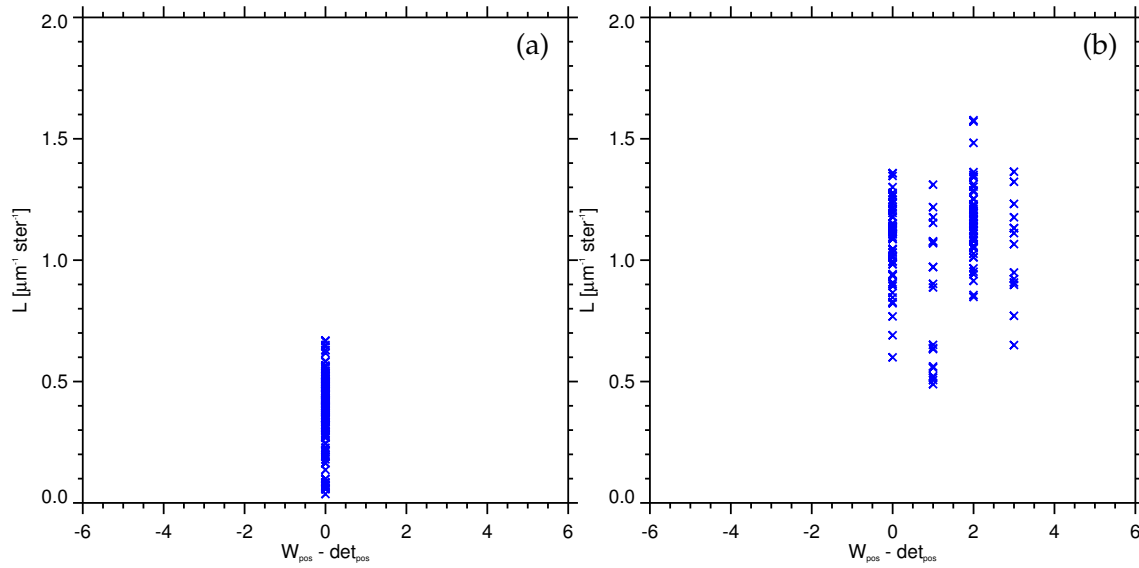
**Abbildung 9.7:** Differenz der optischen Dicke des Wolkenpixels und der gewichteten optischen Dicke ( $\tau - \tau_w$ ) als Funktion der reflektierten normierten Strahldichte.

unverändert. Der Detektor blickt weiterhin in die Hauptebene.

In Abbildung 9.6 (a-d) ist jeweils die reflektierte normierte Strahldichte als Funktion der beiden unterschiedlich bestimmten optischen Dicken dargestellt. Zusätzlich sind die zugehörigen logarithmischen Ausgleichskurven eingezeichnet. Abbildung 9.6 (a) zeigt das Ergebnis für  $\Theta = 0^\circ$ . Dieses Bild entspricht Abbildung 9.3 (a). In den weiteren Abbildungen sind die Ergebnisse für die unterschiedlichen Detektorblickwinkel  $\Theta = 30^\circ$  (Abb. 9.6 (b)),  $\Theta = 45^\circ$  (Abb. 9.6 (c)) sowie  $\Theta = 60^\circ$  (Abb. 9.6 (d)) dargestellt. Insgesamt steigt die reflektierte normierte Strahldichte mit zunehmendem Beobachtungswinkel an. Dies hängt mit der Form der Streufunktion zusammen. Je flacher die Beobachtungsposition ist, desto stärker schaut der Detektor in den Rückwärtsstrebereich der Streufunktion. Da die Streufunktion in diesem Bereich zunimmt, wird am Detektor eine erhöhte reflektierte normierte Strahldichte gemessen.

Vergleicht man die einzelnen Anpassungskurven, so fällt besonders für den Bereich der optischen Dicke bis  $\tau = 7$  eine starke Änderung der Steigung der Regressionskurven auf. Während die Kurven für  $\Theta = 0^\circ$  relativ moderat steigen, nimmt diese soweit zu, dass für  $\Theta = 45^\circ$  und  $\Theta = 60^\circ$  fast von einem senkrechten Verlauf gesprochen werden kann. Der für  $\Theta = 0^\circ$  deutliche Zusammenhang von reflektierter Strahldichte und optischer Dicke verschwimmt mit flacher werdender Beobachtungsgeometrie zunehmend.

Neben dem Anstieg der reflektierten normierten Strahldichte nimmt auch die Streuung in den Daten zu. Dies ist mit einer Zunahme der 3D-Effekte zu erklären. Besonders für  $\Theta = 60^\circ$  (Abb. 9.6 (d)) wirken sie sich so stark aus, dass schon für geringe optische Dicken kein deutlicher Zusammenhang zwischen Strahlungs- und Wolkeneigenschaften mehr



**Abbildung 9.8:** Verschiebung des Maximums der Gewichtsfunktion. Dargestellt ist die Differenz zwischen Position des Maximums der Gewichtsfunktion und der Position des Detektors.

zu erkennen ist. Obwohl auch die maximale Differenz der unterschiedlich bestimmten optischen Dicken ( $\tau - \tau_w$ ) zunimmt, liegen die Ausgleichskurven nahezu übereinander, da die Unterschiede in beide Richtungen gleich auftreten.

In Abbildung 9.7 sind die Differenzen ( $\tau - \tau_w$ ) der optischen Dicken als Funktion der reflektierten normierten Strahldichte aufgetragen. Abbildung 9.7 (a) bezieht sich auf den Fall mit Nadir-Beobachtungsgeometrie. Die mittlere Differenz beträgt  $-0.07$ , die Standardabweichung  $0.56$  optische Dicken. Die maximale Abweichung beträgt  $1.5$  optische Dicken in beide Richtungen. Im Gegensatz dazu kommt es bei  $\Theta = 60^\circ$  (Abb. 9.7 (b)) zwar zu einer maximalen Abweichung von ca.  $6$  optischen Dicken in beide Richtungen, der Mittelwert liegt allerdings auch in diesem Fall bei  $-0.06$  optischen Dicken.

Die Zunahme der Differenzen kann unter anderem mit der Verschiebung der Positionen des Maximums der Gewichtsfunktion erklärt werden. Hierzu wurde für jede Gewichtsfunktion analysiert, in welchem Wolkenpixel die Gewichtsfunktion ihr Maximum hat. Dies ist in Abbildung 9.8 beispielhaft für  $\Theta = 0^\circ$  und  $\Theta = 60^\circ$  dargestellt. Dabei ist dieses Maximum für  $\Theta = 0^\circ$  (Abb. 9.8(a)) und  $\Theta = 30^\circ$  (nicht gezeigt) nicht verschoben. Erst wenn der Beobachtungszenitwinkel größer wird, kommt es zu einer Verschiebung. Bei  $\Theta = 45^\circ$  (nicht gezeigt) ist das Maximum bei ca.  $50\%$  der Fälle um eine Box verschoben, bei  $\Theta = 60^\circ$  um bis zu drei Boxen (Abb. 9.8 (b)). Der Einfluss dieser Verschiebung hängt allerdings von der Wolkenregion ab. So liefert die Berücksichtigung der Umgebung bei der Bestimmung der optischen Dicke für den größten Wert der pixelbasierten optischen Dicke stets einen niedrigeren Wert.

In diesem Kapitel wurde untersucht, wie sich der Zusammenhang von reflektierter

Strahldichte und optischer Dicke einer Wolke ändert, wenn der Einfluss der Umgebung auf die Strahldichte berücksichtigt wird. Hierzu wurden Gewichtsfunktionen für eine dreidimensionale Wolke berechnet. Diese dienen der Wichtung der optischen Dicke, um die Umgebungsinformation mit der Wolkeneigenschaft zu verknüpfen. Somit konnte gezeigt werden, dass sich zwar in einzelnen Fällen die optische Dicke des Wolkenpixels und die gewichtete optische Dicke zum Teil deutlich unterscheiden, diese Variation aber unter Berücksichtigung mehrerer Fälle nicht systematisch ist. Auch die Variation des Beobachtungswinkels ändert dieses Ergebnis nicht. Vielmehr erhöht sich die Streuung in den Datensätzen, so dass eine etwaige Systematik vollkommen verschwindet. Es muss also festgehalten werden, dass die Berücksichtigung der räumlichen Struktur der Wolke bei dem Vergleich der einzelnen Werte der optischen Dicke zu teilweise deutlichen Unterschieden führt, im Mittel allerdings nur gering ist. Somit soll im folgenden Kapitel abschließend untersucht werden, inwiefern sich die reflektierten Strahldichten der benachbarten Pixel unterscheiden. Eine Unterscheidung kann in der Anwendung auf die Fernerkundung genutzt werden, allein aus der spektralen Information die Wolkeneigenschaften einer Wolkenregion abzuleiten.



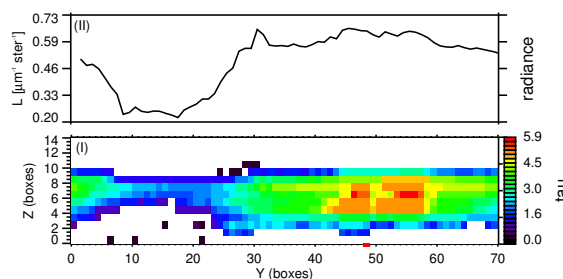


## Kapitel 10

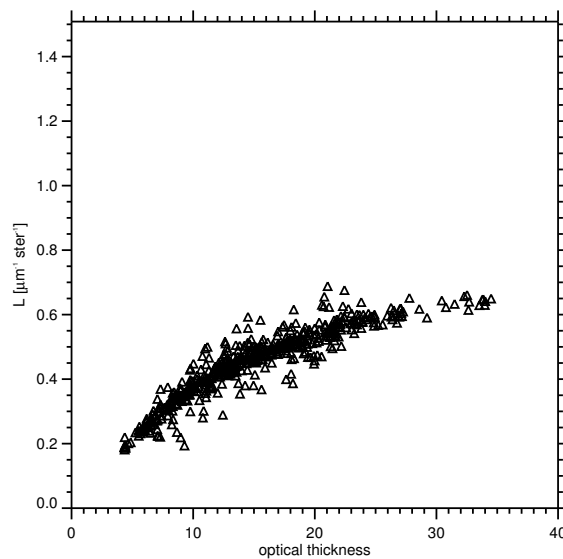
# Reflektierte Strahldichte benachbarter Wolkenpixel

Ein Radiometer auf einem Satelliten misst nur die von einer Wolke reflektierte oder emittierte Strahldichte. Deshalb wird nun exemplarisch untersucht, welche Informationen über die Wolke alleine aus dem Vergleich der reflektierten Strahldichten benachbarter Wolkenbereiche gewonnen werden können. In diesem Kapitel soll lediglich nur noch das Feld der reflektierten Strahldichte berücksichtigt werden. Die Kenntnis der Wolkenstruktur wird dabei nicht weiter genutzt. Die Strahldichtefelder wurden mit MC-UNIK simuliert.

Für die folgende Untersuchung werden wiederum zweidimensionale Wolkenschnitte herangezogen. Wie schon in Kapitel 8 beschrieben, werden diese aus einem vollständig dreidimensionalen Wolkenfeld, das mit der IAAFT-Methode erzeugt wurde, ausgeschnitten. Sie enthalten somit aufgrund ihrer Entstehung sowohl eine vertikale und bis zu einem gewissen Maße auch eine horizontale Inhomogenität. In Abbildung 10.1 ist ein Feld der optischen Dicke mit der zugehörigen reflektierten normierten Strahldichte-



**Abbildung 10.1:** Beispiel eines zweidimensionalen Wolkensfeldes, simuliert mit IAAFT. Dargestellt ist die optische Dicke  $\tau$  jeder Wolkenbox (I) sowie die zugehörige reflektierte normierte Strahldichte (II).

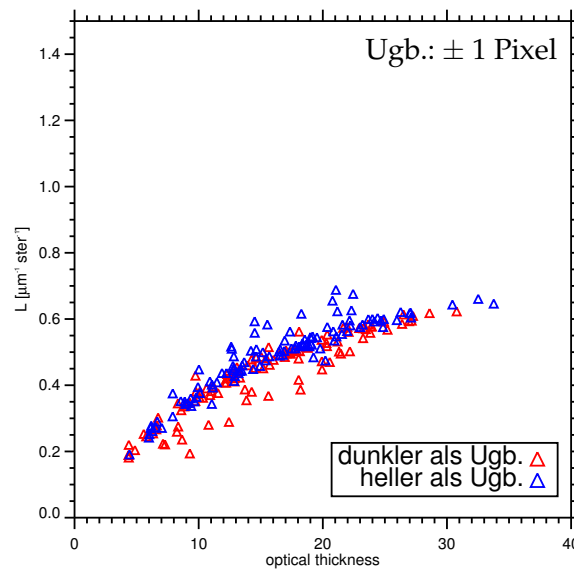


**Abbildung 10.2:** Dargestellt ist die reflektierte normierte Strahldichte als Funktion der optischen Dicke für  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ .

te dargestellt. Abbildung 10.1 (I) zeigt die optische Dicke jeder Wolkenbox. Diese ist im rechten Teil der Wolke höher, während sich im linken Teil eine optisch dünnere Region abzeichnet. In Abbildung 10.1 (II) ist die mit MC-UNIK für diesen Wolkenschnitt simulierte Verteilung der reflektierten normierten Strahldichte bei  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$  und einem Nadir-Beobachtungswinkel aufgetragen. Die Sonne beleuchtet die Wolke von links ( $(\Theta_0, \Phi_0) = (60^\circ, 90^\circ)$ ). Man erkennt, dass die reflektierte Strahldichte im Bereich der geringen optischen Dicke ebenfalls geringer ist und mit steigender optischer Dicke zunimmt. Allerdings ist die Steigung in beiden Kurven nicht identisch, da zum Beispiel Horizontaltransporte innerhalb der Wolke das Feld der reflektierten normierten Strahldichte verschmieren.

Um Informationen aus dem Feld der reflektierten Strahldichte zu gewinnen, soll die Strahldichte eines Wolkenpixels mit den Strahldichten der benachbarten Wolkenbereiche verglichen werden. Wie schon im Zusammenhang mit Abbildung 10.1 erwähnt, variiert die reflektierte Strahldichte innerhalb weniger Wolkenboxen deutlich. Eine Möglichkeit, die einzelnen Strahldichtewerte miteinander zu vergleichen, ist eine Einteilung nach verschiedenen Gesichtspunkten. Eine Möglichkeit wurde schon in den vorhergehenden Kapiteln behandelt. Dort wurde den Werten der reflektierten Strahldichte Werte optischer Dicke zugeordnet. So ergibt sich ein Bild, wie es in Abbildung 10.2 dargestellt ist. Es ist der typische nicht-lineare Zusammenhang von Strahlungs- und Wolkeneigenschaft zu erkennen. Ein systematischer Zusammenhang ist daraus aber nicht ableitbar.

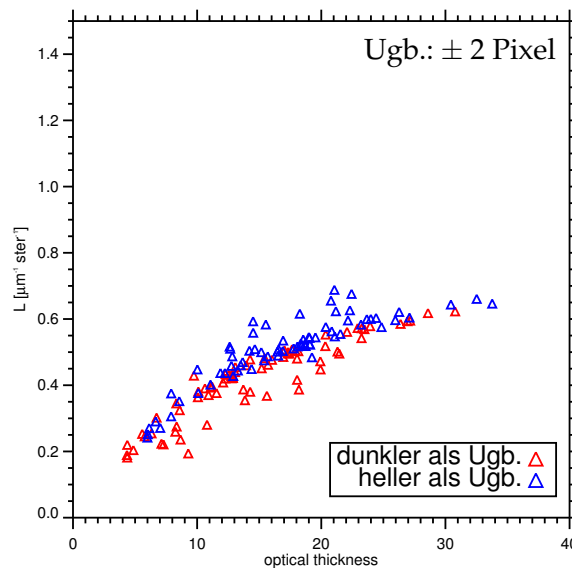
Eine weitere Möglichkeit, die simulierten Strahldichtewerte zu unterteilen, ist der Vergleich mit den direkten Nachbarpixeln. Dieser Ansatz soll im Folgenden verfolgt werden.



**Abbildung 10.3:** Reflektierte normierte Strahldichte als Funktion der optischen Dicke für  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ . Dargestellt sind alle Fälle, die heller (blau), bzw. dunkler (rot) als ihre Umgebung ( $\pm 1$  Pixel) sind.

Dabei teilt man die einzelnen Werte in Bereiche ein, je nachdem, ob die reflektierte Strahldichte an dem entsprechenden Wolkenpixel höher oder niedriger als in der Umgebung ist. Diese Unterteilung ist allerdings eindeutig vom Sonnenstand und der Beobachtungssituation abhängig, sodass sie nur für Fälle gleicher Beleuchtungs- und Beobachtungssituation angewendet werden kann.

In einem ersten Schritt werden alle Strahlungspixel dahingehend untersucht, wie sie im Vergleich zu den direkten Nachbarpixeln einzuteilen sind. Ist die reflektierte normierte Strahldichte kleiner als die der direkten Umgebung ( $L(x_{i-1}) > L(x_i) < L(x_{i+1})$ ), so ist dieses Wolkenpixel relativ zu dieser dunkler. Dies kann bedeuten, dass der Netto-Horizontaltransport dieses Wolkenpixels negativ ist und dieser Region somit Energie verloren geht. Ist das jeweilige Wolkenpixel heller als die Umgebung gilt ( $L(x_{i-1}) < L(x_i) > L(x_{i+1})$ ) und dieser Wolkenbereich gewinnt Energie auf Kosten der Umgebung. Scheirer (2001) hat in seiner Arbeit gezeigt, dass der Horizontaltransport in oder aus einer Wolkenregion nicht nur von der dort vorherrschenden optischen Dicke, sondern auch vom Sonnenstand abhängt. Bei geringem Sonnenzenitwinkel, was einem steilen Sonnenstand entspricht, zeigen Horizontaltransporte hauptsächlich von Regionen hoher optischer Dicke in Regionen geringer optischer Dicke. Ist der Sonnenstand flach, der Sonnenzenitwinkel also groß, tritt der umgekehrte Fall auf. In dieser Situation neigen die Photonen dazu, optisch dünne Wolkenregionen relativ einfach zu durchqueren und erst in optisch dickeren Bereichen Streuprozesse zu vollziehen. Bei diesen ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass sie von dort nach unten in Richtung Untergrund oder nach oben aus der

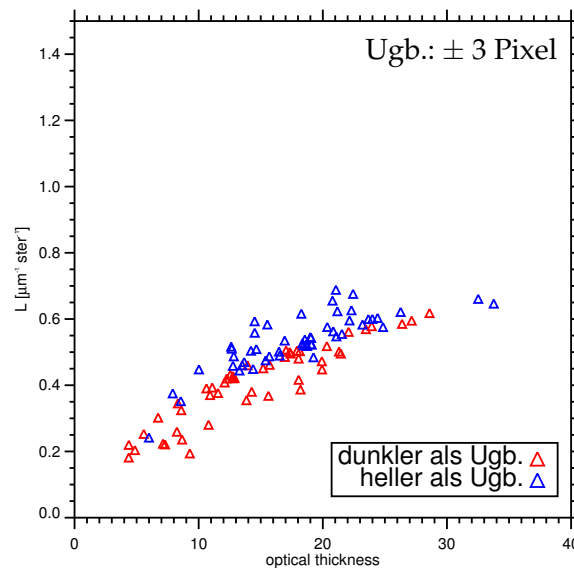


**Abbildung 10.4:** Reflektierte normierte Strahldichte als Funktion der optischen Dicke für  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ . Dargestellt sind alle Fälle, die heller (blau), bzw. dunkler (rot) als ihre Umgebung ( $\pm 2$  Pixel) sind.

Wolke herausgestreut werden. Der in dieser Studie verwendete Sonnenstand ( $\Theta_0 = 60^\circ$ ) ist eher zu den flacheren Sonnenständen zu zählen. Dementsprechend könnte man vermuten, dass die dunkleren Wolkenregionen Bereiche sind, in denen die optische Dicke, im Vergleich zu einer homogenen Wolke mit einem Horizontaltransport gleich Null, geringer ist. Hellere Wolkenbereiche wären dagegen im Vergleich optisch dicker. Allerdings ist diese Unterscheidung immer nur relativ zu der direkten Umgebung gültig.

Wie sich eine solche Einteilung auswirkt, ist in Abbildung 10.3 gezeigt. Dargestellt sind alle Strahldichtewerte, die einer der beiden beschriebenen Situationen zuzuweisen sind. Alle Daten sind gegen die optische Dicke aufgetragen. Die blauen Dreiecke geben die Werte an, an denen die Strahldichte im Vergleich zu den beiden direkten Nachbarn größer ist. Die roten Dreiecke beschreiben die Bereiche, in denen die reflektierte Strahldichte geringer als die Nachbarpixel ist. Vergleicht man beide Bereiche miteinander, so lässt sich eine Separierung erkennen. Ausgehend von der optischen Dicke finden sich Datenpunkte, denen verschiedene reflektierte normierte Strahldichten zugeordnet werden können. Kennt man aber zusätzlich die reflektierte normierte Strahldichte der Umgebung, so lässt sich ein Fall ausschließen und die passende reflektierte normierte Strahldichte auswählen.

Ausgehend von der reflektierten Strahldichte ist eine ähnliche Fallunterscheidung möglich. Bei einer Satellitenmessung ist die Umgebung zu jedem Pixel bekannt. Demzufolge lässt sich also für jedes Wolkenpixel feststellen, ob es heller oder dunkler als die Umgebung ist. Daraus kann man in der gezeigten Abbildung eine Fallunterscheidung ableiten,



**Abbildung 10.5:** Reflektierte normierte Strahldichte als Funktion der optischen Dicke für  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ . Dargestellt sind alle Fälle, die heller (blau), bzw. dunkler (rot) als ihre Umgebung ( $\pm 3$  Pixel) sind.

die auf eine optische Dicke schließen lässt. Dieses Vorgehen ist in der Anwendung auf die Fernerkundung nutzbar.

Um zu untersuchen, ob auch eine deutlichere Separierung als bisher gesehen auftreten kann, wird das Unterscheidungskriterium ausgeweitet. Nun soll der Vergleich auf die nächsten beiden Nachbarn ausgedehnt werden. Ein Pixel fällt also in den Bereich 'dunkler als die Umgebung', wenn es eine geringere reflektierte Strahldichte als die nächsten beiden Wolkenpixel rechts und links aufweist. Dementsprechend wird es der Rubrik 'heller als die Umgebung' zugeordnet, wenn es im Bereich von  $\pm 2$  Pixeln die größte reflektierte Strahldichte enthält.

Das zugehörige Ergebnis ist in Abbildung 10.4 dargestellt. Man erkennt deutlich, dass sich die Datenmenge verringert hat. Außerdem fällt auf, dass sich beide Bereiche nun deutlicher voneinander unterscheiden, also durch das strengere Kriterium vor allem Daten aus dem Überlappungsbereich ausgeschlossen werden konnten.

Im Abbildung 10.5 ist das Unterscheidungskriterium nochmals verschärft worden. Nun gilt ein Pixel als heller/dunkler als die Umgebung, wenn es die größte/geringste reflektierte normierte Strahldichte in einem Bereich von  $\pm 3$  Pixeln aufweist. Erwartungsgemäß kommt es zu einer weiteren Ausdünnung der Datenmenge. Dies hat eine weitere Separierung zur Folge.

Kennt man also die reflektierte Strahldichte der Umgebung, so lässt sich dies nutzen, um durch einen Vergleich der jeweiligen Strahldichtewerte das Feld der Strahldichte in

Regionen einzuteilen. Die so entstehende Aufspaltung in zwei quasi getrennte Bereiche ließe sich in der Fernerkundung nutzen. Für solch eine Anwendung ist eine weitere Ausweitung des hier nur exemplarisch gezeigten Vorgehens notwendig.

## Kapitel 11

# Schlussbetrachtung

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss der Wolkenstruktur auf die solare reflektierte Strahldichte untersucht. Im Kern geht es um die Fragen, inwiefern die Kenntnis der Wolkenstruktur hilfreich ist, um die Fernerkundung inhomogener Wolkenfelder zu ermöglichen. Um diese Frage zu beantworten wurden mehrdimensionale Gewichtsfunktionen bestimmt. Diese geben über die Regionen einer Wolke Auskunft, die zu der an einem Satelliten gemessenen reflektierten Strahldichte beitragen.

Zuerst wurde die Reaktion der reflektierten Strahldichte auf eine veränderte vertikale Inhomogenität untersucht. Hierbei konnte gezeigt werden, dass die reflektierte Strahldichte in Abhängigkeit der Wellenlänge zu- bzw. abnimmt, wenn sich die vertikale Wolkenstruktur ändert. Die Variation der reflektierten Strahldichte ist im Wesentlichen von zwei Prozessen abhängig. Zum einen wird der Beitrag jedes Streuprozesses an der gesamten reflektierten Strahldichte mit der optischen Dicke entlang des direkten Weges vom Streuort zum Detektor geschwächt. Zum anderen haben Photonen in den ersten Streuprozessen noch eine 'Erinnerung' an ihre Herkunftsrichtung. Da die Streufunktion einen starken Anteil in Vorwärtsstreuung hat, werden Photonen zu Beginn kaum von ihrer Einfallsrichtung abgelenkt. Nach einigen Streuvorgängen wird die Streuung allerdings diffus, da diese 'Erinnerung' verloren geht. Je nach Änderung des vertikalen Profils der Wolke spielen diese beiden Prozesse eine unterschiedliche Rolle und führen entweder zu einer Erhöhung oder einer Verringerung der reflektierten Strahldichte.

Auf diesem Ergebnis aufbauend wurden vertikale Gewichtsfunktionen bestimmt. Sie sind so definiert, dass sich mit ihnen beschreiben lässt, in welcher Wolkenregion die Streuprozesse stattfinden, die zu der an einem Detektor gemessenen reflektierten Strahldichte beitragen. Diese Untersuchung wurde an verschiedenen Wellenlängen durchgeführt, die den gesamten solaren Spektralbereich abdecken. Sie repräsentieren also Bereiche mit sehr unterschiedlichen Streu- und Absorptionseigenschaften. Diese unterschied-

lichen Eigenschaften führen zu unterschiedlich ausgeprägten Gewichtsfunktionen. Es konnte gezeigt werden, dass sich die Form und damit auch die Lage der Gewichtsfunktionen sensitiv mit der untersuchten Wellenlänge, der optischen Dicke aber auch mit der Wahl des effektiven Radius, also den mikrophysikalischen Eigenschaften einer Wolke ändert. Somit lässt sich die Gewichtsfunktion nutzen, um die Aktivität bestimmter Wolkenregionen als Funktion der Wellenlänge darzustellen. Die untersuchten Fälle zeigen, dass auch untere Wolkenbereiche zu der gesamten reflektierten Strahldichte beitragen. Die für die Verwendung in der Fernerkundung nutzbare Information ist aber die Lage des Maximums der Gewichtsfunktion. Dieses verlagert sich z. B. als Funktion der Wellenlänge vertikal. Die Maxima liegen allerdings nur in den oberen Wolkenbereichen. Somit konnte gezeigt werden, dass hauptsächlich die mikrophysikalischen Eigenschaften der oberen Wolkenregion die reflektierte solare Strahldichte bestimmen.

Um auch den Einfluss der horizontalen Variation der Wolkenstruktur zu berücksichtigen, wurden zusätzlich zwei- und dreidimensionale Gewichtsfunktionen bestimmt. Um den Zusammenhang von Strahlungs- und Wolkeneigenschaften zu beschreiben, wird typischerweise die reflektierte Strahldichte mit der optischen Dicke einer bestimmten Wolkensäule in Verbindung gesetzt. In dieser Untersuchung wurden die mehrdimensionalen Gewichtsfunktionen verwendet, um eine gewichtete optische Dicke der zu der gesamten reflektierten Strahldichte beitragenden Region zu bestimmen. Somit kann die optische Dicke des Wolkenpixels mit der gewichteten optischen Dicke verglichen werden. Dieser Vergleich ergab zum Teil deutliche Unterschiede in den beiden Werten der optischen Dicke. Die Differenz beträgt bis zu fünf optische Dicken in beide Richtungen. Allerdings konnte ebenfalls gezeigt werden, dass der Unterschied im Mittel nahezu Null ist. Streuprozesse, die zu der gesamten gemessenen reflektierten Strahldichte beitragen finden zwar in einem großen Bereich um das untersuchte Wolkenpixel statt, der Hauptteil der Gewichtsfunktionen ist allerdings auf einen relativ engen Bereich beschränkt. Ändert sich in diesem Bereich die optische Dicke nur wenig oder aber symmetrisch mit unterschiedlichem Vorzeichen, so unterscheiden sich die optische Dicke des Wolkenpixels und die gewichtete optische Dicke kaum. Dementsprechend lässt sich, basierend auf den hier gezeigten Untersuchungen festhalten, dass sich durch die Kenntnis der Orte der Streuprozesse der Zusammenhang von Strahlungs- und Wolkeneigenschaften nicht deutlich besser beschreiben lässt. Unterschiede in einzelnen Fällen zeigen, dass die Berücksichtigung der Wolkenstruktur notwendig ist, insgesamt lassen sich aber die 3D-Effekte allein durch diese Kenntnisse nicht genau genug erfassen.

Da die Berücksichtigung der Wolkenstruktur keine fundamentale Verbesserung der Fernerkundung dreidimensionaler Wolken bringt, wurde an einem Beispiel exemplarisch aufgezeigt, mit welcher Zielrichtung weitere Arbeiten in dem Themenbereich der Fer-



nerkundung dreidimensional inhomogener Bewölkung angelegt sein könnten. Hierzu wurde nur das Feld der simulierten Strahldichte verwendet. Es zeigt sich, dass der gesamte Datensatz von reflektierter Strahldichte als Funktion der optischen Dicke in zwei Bereiche separiert werden kann, wenn man die Werte der reflektierten Strahldichte eines Wolkenpixels mit der Reflexion der Umgebung vergleicht. Mit einem Algorithmus wurde bestimmt, ob das jeweilige untersuchte Pixel das hellste oder das dunkelste Pixel in der Umgebung ist. Dies führt, je nach Größe der Umgebung zu einer deutlicheren Separierung der Datenmenge. In der Anwendung der Fernerkundung könnte dies als Fallunterscheidung bei der Zuordnung der passenden optischen Dicke zu einer gemessenen reflektierten Strahldichte dienen.

Insgesamt konnte gezeigt werden, welchen Einfluss die Berücksichtigung der Wolkenstruktur auf den Zusammenhang Strahlung-Wolke hat. Diese Untersuchungen wurden für einen festen Sonnenstand und unterschiedliche Beobachtungsgeometrien durchgeführt. Für die Strahlungstransportsimulationen standen Wolkenfelder des statistischen Wolkenmodells IAAFT zur Verfügung. Diese Methode wurde im Rahmen des Projektes 4DWOLKEN, in der auch diese Arbeit gefördert wurde, entwickelt. Da diese Untersuchung im Hinblick auf die Satellitenfernerkundung konzipiert worden ist, wurde eine horizontale Auflösung des Wolkenfeldes von 250 m gewählt. Mit dieser Skala können auf der einen Seite 3D-Effekte berücksichtigt werden, auf der anderen Seite liegt sie in der Größenordnung der horizontalen Auflösung aktueller Satellitenmessgeräte wie zum Beispiel AVHRR ( $1 \times 1 \text{ km}$ ). Ist das Ziel weiterer Untersuchungen eher auf die Beschreibung der 3D-Effekte gelegt, so scheint es sinnvoll, die Auflösung der künstlichen Wolkenprofile weiter zu erhöhen. Somit können speziell Horizontaltransporte besser reproduziert werden. Eine deutliche Variabilität der Wolkenoberkante, also sich in der Simulation der Wolkenfelder herausbildende Wolkentürme und Wolkentäler verstärkt ebenfalls das Auftreten von 3D-Effekten. Eine weitere Möglichkeit besteht in einer erweiterten Untersuchung der Blickwinkelabhängigkeit. Wie schon in Kapitel 2 beschrieben, werden neue Generationen von Fernerkundungssatelliten so konzipiert, dass die gleiche Wolke zeitnah aus unterschiedlichen Richtungen vermessen werden kann. Auch der in Kapitel 10 vorgestellte Vergleich der Werte der reflektierten Strahldichte benachbarter Wolkenpixel ist ein vielversprechender Ansatz, wie sich zukünftig die lokale Variation des Reflexionsverhaltens in der Fernerkundung nutzen lässt. Für diese Art der Untersuchungen bieten sich nicht-lineare Regressionsverfahren wie zum Beispiel Neuronale Netze an. Für deren Nutzung ist es allerdings notwendig, große, rauscharme Felder reflektierter Strahldichte simulieren zu können.

Auch wenn es so gelingen sollte, die Wolkeneigenschaften deutlicher mit der reflektierten Strahlung in Verbindung setzen zu können, legen die Ergebnisse dieser Studie nahe, dass sich allein mit der satellitengebundenen Fernerkundung im solaren Spektralbereich

nur Aussagen über den oberen Teil der Wolke treffen lassen. Daher scheint es vielversprechender, für die Erkundung der Wolkeneigenschaften der gesamten Säule satelliten- und bodengebundene Fernerkundungsverfahren zu kombinieren. Da es offenbar nicht ausreicht, sich in der Fernerkundung der Wolken allein auf den solaren Spektralbereich zu beschränken, ist eine Kombination unterschiedlicher Wellenlängenbereiche notwendig. Die Basis neuer Fernerkundungsalgorithmen muss also in der Synergie unterschiedlicher Messmethoden und verschiedener Wellenlängen liegen.

# Literaturverzeichnis

- Arking, A. und Childs, J. D., 1985. Retrieval of cloud cover parameters from multispectral satellite images. *J. Climate Appl. Meteor.*, 24, 322–333.
- Barker, H. und Davis, J., 1992. Cumulus cloud radiative properties and the characteristics of satellite radiance wavenumber spectra. *Remote Sens. Environ.*, 42, 51–64.
- Barker, H., Goldstein, R., und Stevens, D., 2003. Monte carlo simulation of solar reflectances for cloudy atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, 60, 1881–1894.
- Bremen v., L., 2001. *Mikrowellenfernerkundung bei inhomogener Bewölkung*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.
- Buriez, J., Dortiaux-Boucher, M., und Parol, F., 2001. Angular variability of the liquid water cloud optical thickness retrieval from ADEOS-POLDER. *J. Atmos. Sci.*, 58, 3007–3018.
- Cahalan, R., 1994. Bounded cascade clouds: Albedo and effective thickness. *Nonlinear Proc. Geophys.*, 1, 156–176.
- Cahalan, R., McGill, M., Kolasinski, J., Varnai, T., und Yetzer, K., 2005a. Cloud thickness from offbeam lidar returns. *JAOTs*, 22, 605–627.
- Cahalan, R., Ridgway, W., Wiscombe, W., Bell, T., und Snider, J. B., 1994. The albedo of fractal stratocumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 51, 2434–2455.
- Cahalan, R. F., Oreopoulos, L., Marshak, A., Evans, K. F., Davis, A., Pincus, R., Yetzer, K., Mayer, B., Davies, R., Ackerman, T., Barker, H., Clothiaux, E., Ellingson, R., Garay, M., Kassianov, E., Kinne, S., Macke, A., OHirok, W., Partain, P., Prigarin, S., Rublev, A., Stephens, G., Szczap, F., Takara, E., Varnai, T., Wen, G., und Zhuravleva, T., 2005b. The international intercomparison of 3d radiation codes (I3RC): Bringing together the most advanced radiative transfer tools for cloudy atmospheres. *BAMs*, 86, 1275–1293.
- Cess, R., Zhang, M., Minnis, P., Corsetti, L., Dutton, E., Forgan, B., Garber, D., Gates, W., Hack, J., Harrison, E., Jing, X., Kiehl, J., Long, C., Morcrette, J.-J., Potter, G., Ramana-

- than, V., Subasilar, B., Whitlock, C., Young, D., und Zhou, Y., 1995. Absorption of solar radiation by clouds: Observation versus models. *Science*, 267, 496–499.
- Chlond, A., 1992. Three-dimensional simulation of cloud street development during a cold air outbreak. *Bound.-Layer Meteor.*, 58, 161–200.
- Crewell, S., Bloemink, H., Feijt, A., Garcia, S., Jolivet, D., Krasnov, O., van Lammeren, A., Löhnert, U., van Meijgaard, E., Meywerk, J., Quante, M., Pfeilsticker, K., Schmidt, S., Scholl, T., Simmer, C., Schröder, M., Trautmann, T., Venema, V., Wendisch, M., und Willen, U., 2004. The baltex bridge campaign - an integrated approach for a better understanding of clouds. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 85, 1565–+.
- Davis, A., Marshak, A., Cahalan, R., und Wiscombe, J., 1997. The landsat scale break in stratocumulus as a three-dimensional radiative effect: Implications for cloud remote sensing. *J. Atmos. Sci.*, 54, 241–260.
- Davis, A., Marshak, A., Gerber, ., und Wiscombe, J., 1999. Horizontal structure of marine boundary layer clouds from centimeter to kilometer scale. *Journal of Geophysical Research*, 104, 6123–6144.
- Di Giuseppe, F. und Tompkins, A. M., 2003. Effect of spatial organization on solar radiative transfer in three-dimensional idealized stratocumulus cloud field. *J. Atmos. Sci.*, 60, 1774–1794.
- Duynkerke, P., 2004. Observations and numerical simulations of the diurnal cycle of the EUROCS stratocumulus case. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 130, 3269–3296.
- Eppel, D., Kapitzka, H., Clausen, M., Jacob, D., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H., Werrmann, N., und Resch, E., 1995. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA PartII: Parameterizations and applications. *Beitr. Phys. Atmos.*, 68, 15–41.
- Evans, K., 1998. The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, 55, 429–446.
- Evans, K. und Marshak, A., 2005. *3D Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres.*, Kapitel Numerical Methods, Seiten 243–281.
- Evans, K. und Wiscombe, W., 2004. An algorithm for generating stochastic cloud fields from radar profile statistics. *Atmos. Res.*, 72, 263–289.
- Frisch, A., Fairall, C., Feingold, G., Ural, T., und Snider, J., 1998. On cloud radar and microwave radiometer measurements of stratus cloud liquid water profiles. *J. Geophys. Res.*, 103, 23,195–23,197.

- Hagedorn, R., 1996. Hydrologiebilanz im Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre (GESIMA) als Test der mikrophysikalischen Parametrisierungen. Diplomarbeit, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.
- Hansen, J. E. und Pollack, J. B., 1970. Near-infrared light scattering by terrestrial clouds. *J. Atmos. Sci.*, 27, 265–281.
- Hansen, J. E. und Travis, L. D., 1974. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, 16, 527–610.
- Harrison, E., Minnis, P., Barkstrom, B., Ramanathan, V., Cess, R., und Gibson, G., 1990. Seasonal variations of cloud radiative forcing derived from the earth radiation budget experiment. *J. Geophys. Res.*, 95(D11), 18,687 – 18,703.
- Issig, C., 1997. *Ein spektrales Wolkenmodell mit integriertem Strahlungsübertragungsmodell zur Unterstützung von Niederschlagsalgorithmen aus Fernerkundungsdaten*. Doktorarbeit, Meteorologisches Institut der Friedrich-Wilhelms Universität Bonn.
- Iwabuchi, H. und Hayasaka, T., 2002. Effects of cloud horizontal inhomogeneity on the optical thickness retrieved from moderate-resolution satellite data. *J. Atmos. Sci.*, 59, 2227–2242.
- Kapitza, H., 1997. Das dynamische Gerüst eines nicht-hydrostatischen Mesoskalen-Modells der atmosphärischen Zirkulation. Externer Bericht 87/e/35, GKSS Forschungszentrum.
- King, M. D., 1987. Determination of the scaled optical thickness of clouds from reflected solar radiation measurements. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1734–1751.
- Knyazikhin, Y., Martonchik, J., Diner, D., Myneni, R., Verstraete, M., Pinty, B., und Gobron, N., 1998. Estimation of vegetation canopy leaf area index and fraction of absorbed photosynthetically active radiation from atmosphere-corrected MISR data. *J. Geophys. Res.*, 103, 32,239–32,256.
- Kobayashi, T., 1993. Effects due to cloud geometry on biases in the albedo derived from radiance measurements. *J. Climate*, 6, 120–128.
- Kolmogorov, A. N., 1941. Local structure of turbulence in incompressible viscous fluid at a very high reynolds number. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 30, 299–302.
- Levkov, L. B. R., Kapitza, H., und Raschke, E., 1992. 3d mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitr. Phys. Atmos.*, 65, 35–58.

- Li, J., Geldart, J., und Chylek, P., 1994. Solar radiative transfer in clouds with vertical internal inhomogeneity. *J. Atmos. Sci.*, 351, 2542–2552.
- Li, Z., Barker, H., und Moreau, L., 1995. The variable effect of clouds on atmospheric absorption of solar radiation. *Nature*, 376, 486–490.
- Liou, K., 2002. *An Introduction to Atmospheric Radiation..* Academic Press, San Diego, zweite Auflage.
- Loeb, N., Varnai, T., und Davies, R., 1997. Effect of cloud inhomogeneities on the solar zenith angle dependence of nadir reflectance. *J. Geophys. Res.*, 102, 9387–9395.
- Loeb, N., Varnai, T., und Winkler, D., 1998. Influence of subpixel-scale cloud-top structure on reflectance from overcast stratiform cloud layer. *J. Atmos. Sci.*, 55, 2960–2973.
- Loeb, N. G. und Davies, R., 1996. Observational evidence of plane parallel model biases: Apparent dependence of cloud optical depth on solar zenith angle. *JoGRs*, 101, 1621–1634.
- Löhnert, U. und Crewell, S., 2003. Accuracy of cloud liquid water path from ground-based microwave radiometry. 1. dependency on cloud model statistics. *Radio Sci.*, 38(3), 6–1.
- Löhnert, U., Crewell, S., und Simmer, C., 2004. An integrated approach toward retrieving physically consistent profiles of temperature, humidity and cloud liquid water. *J. Appl. Meteor.*, 43, 1295–1307.
- Löhnert, U., Crewell, S., Simmer, C., und Macke, A., 2001. Profiling cloud liquid water by combining active and passive microwave measurements with cloud model statistics. *JAOTs*, 18, 1354–1366.
- Macke, A., Mitchell, D., und von Bremen, L., 1999. Monte Carlo radiative transfer calculations for inhomogeneous mixed phase clouds. *Phys. Chem. Earth (B)*, 24(3), 237–241.
- Manabe, S. und Weatherald, R., 1967. Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity. *J. Atmos. Sci.*, 24, 241–259.
- Manson, B., 1971. *The Physics of Clouds*. Clarendon Press.
- Marchuk, G., Mikhailov, G., Nazaratiev, M., Darbinjan, R., Kargin, B., und Elepov, B., 1980. *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics.*, Band 12 von *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Marshak, A., Davis, A., Cahalan, R., und Wiscombe, W., 1998. Nonlocal independent pixel approximation: Direct and inverse problems. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 36, 192–204.

- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., und Cahalan, R., 1995a. Radiative smoothing in fractal clouds. *J. Geophys. Res.*, 100, 26,247–26,261.
- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., und Titov, G., 1995b. The verisimilitude of the independent pixel approximation used in cloud remote sensing. *Remote Sens. Environ.*, 52, 71–78.
- Marshak, A., Knyazikhin, Y., Evans, K., und Wiscombe, W., 2004. The red versus nir plane to retrieve broken-cloud optical depth from groundbased measurements. *J. Atmos. Sci.*, 61, 1911–1925.
- Meyer, S., 2001. Einfluss dreidimensionaler inhomogener Bewölkung auf die reflektierte solare Strahldichte. Diplomarbeit, Institut für Meereskunde an der Christian - Albrechts-Universität zu Kiel.
- Mie, G., 1908. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. Phys.*.
- Mishchenko, M. I., 2006. Maxwell's equations, radiative transfer, and coherent backscattering: A general perspective., in press. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*.
- Nakajima, T. und King, M. D., 1990. Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part I: Theory. *J. Atmos. Sci.*, 47, 1878–1893.
- Nakajima, T., King, M. D., Spinhirne, J., und Radke, L., 1991. Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part II: Marine stratocumulus observations. *J. Atmos. Sci.*, 48, 728–750.
- Neggers, R., Duynkerke, P., und Rodts, S., 2003. Shallow cumulus convection: A validation of large-eddy simulation against aircraft and lansat observations. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 129, 2671–2696.
- Noonkester, V., 1984. Droplet spectra observed in marine stratus cloud layers. *J. Atmos. Sci.*, 41, 829–845.
- O'Hirok, W. und Gautier, C., 1998a. A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part I: Spatial effects. *J. Atmos. Sci.*, 55, 2162–2179.
- O'Hirok, W. und Gautier, C., 1998b. A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part II: Spectral effects. *J. Atmos. Sci.*, 55, 3065–3076.

- Paltridge, G., 1974. Infrared emissivity, shortwave albedo, and the microphysics of stratiform water clouds. *J. Geophys. Res.*, 79, 4053–4058.
- Pilewskie, P. und Valero, F., 1995. Direct observations of excess solar absorption by clouds. *Science*, 267, 1626–1629.
- Plass, G., Kattawar, G., und Catchings, F., 1973. Matrix operator theory of radiative transfer. 1: Radiative scattering. *Appl. Opt.*, 12, 314–329.
- Platnick, S., 2000a. Approximations for horizontal photon transport in cloud remote sensing problems. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 68, 75–99.
- Platnick, S., 2000b. Vertical photon transport in cloud remote sensing problems. *J. Geophys. Res.*, 105, 22,919–22,935.
- Platnick, S., Li, J., King, M., Gerber, H., und Hobbs, P., 2001. A solar reflectance method for retrieving the optical thickness and droplet size of liquid water clouds over snow and ice surfaces. *J. Geophys. Res.*, 106, 15,185–15,199.
- Platnick, S. und Valero, F., 1995. A validation of a satellite cloud retrieval during astex. *J. Atmos. Sci.*, 52, 2985–3001.
- Platt, C., 1976. Infrared absorption and liquid water content in stratocumulus clouds. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 102, 515–522.
- Pruppacher, H. und Klett, J. D., 1997. *Microphysics of Clouds and Precipitation..* Kluwer Academic, Dordrecht.
- Ramanathan, V., Cess, R., Harrison, E., Minnes, P., Barkstrom, B., Ahmad, E., und Hartmann, D., 1989. Cloud-radiative forcing and climate: Results from the earth radiation budget experiment. *Science*, 243, 57–63.
- Ramaswamy, V., Boucher, O., Haigh, J., Haughlustaine, D., Haywood, J., Myhre, G., Nakajima, T., Shi, G., und Solomon, S., 2001. Radiative forcing of climate change. In J. T. Houghton, Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, und C. A. Johnson, Herausgeber, *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Seiten 349–416. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Scheirer, R., 2001. *Solarer Strahlungstransport in der inhomogenen Atmosphäre..* Doktorarbeit, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel.
- Scheirer, R. und Macke, A., 2003. Cloud inhomogeneity and broadband solar fluxes. *J. Geophys. Res.*, 108.



- Scheirer, R. und Schmidt, S., 2005. CLABAUTAIR: a new algorithm for retrieving three-dimensional cloud structure from airborne microphysical measurements. *Atmos. Chem. Phys.*, 5, 2333–2340.
- Schiffer, R. A. und Rossow, W. B., 1983. The International Satellite Cloud Climate Project (ISCCP): The first project of the World Climate Research Program. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 64, 779–784.
- Siebesma, A., Bretherton, C., Brown, A., Chlond, A., Cuxart, J., Duynkerke, P., Jiang, H., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Moeng, C.-H., Stevens, B., und Stevens, D., 2003. A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 60, 1201–1219.
- Stephens, G., 1984. The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 826–866.
- Stephens, G., 2005. Cloud feedback in the climate system: A critical review. *J. Climate*, 18, 237–273.
- Stevens, B., Ackerman, A., Albrecht, B., Brown, A., Chlond, A., Cuxart, J., Duynkerke, P., Lewellen, D., MacVean, M., Neggers, R., Sanchez, E., Siebesma, A., und Stevens, D., 2001. Simulation of trade-wind cumuli under a string inversion. *J. Atmos. Sci.*, 58, 1870–1891.
- Stocker, T., Clarke, G., Treut, H. L., Lindzen, R., Meleshko, V., Mugara, R., Palmer, T., Pierrehumbert, R., Sellers, P., Trenberth, K., und Willebrand, J., 2001. *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Kapitel Physical Climate Process and Feedbacks., Seiten 417–470. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Thomas, G. und Stamnes, K., 1999. *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*. Cambridge University Press, New York, erste Auflage.
- Twomey, S., 1977. *Atmospheric Aerosols*. Elsevier, London, erste Auflage.
- van de Hulst, C., 1957. *Light Scattering by Small Particles*. Wiley, New York.
- Varnai, T., 2000. Influence of three-dimensional radiative effects on the spatial distribution of shortwave cloud reflection. *J. Atmos. Sci.*, Seiten 216–229.
- Varnai, T. und Davies, R., 1999. Effects of cloud heterogeneities on short-wave radiation: Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity. *J. Atmos. Sci.*, 104, 2253–2260.

- Varnai, T. und Marshak, A., 2001. Statistical analysis of the uncertainties in cloud optical depth retrievals caused by three-dimensional radiative effects. *J. Atmos. Sci.*, 58, 1540–1548.
- Venema, V., Meyer, S., Garcia, S. G., Kniffka, A., Simmer, C., Crewell, S., Löhnert, U., Trautmann, T., und Macke, A., 2006. Surrogate cloud fields generated with the iterative amplitude adapted fourier transform algorithm. *Tellus*, 58, 104–120.
- Zinner, T., 2005. *Fernerkundung inhomogener Bewölkung und deren Einfluss auf die solare Strahlungsbilanz*. Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München.

## **Danksagung**

An dieser Stelle möchte ich einige Kollegen und Freunde erwähnen, ohne deren Hilfe diese Arbeit nicht entstanden wäre.

Ich danke

... zuallererst Herrn Prof. Dr. Andreas Macke. Er hat mir die Möglichkeit zur Mitarbeit in seiner Gruppe gegeben, stand mir in der gesamten Zeit mit Rat und Tat zur Seite und hat mich in allen Belangen gefördert und unterstützt. Danke, Andreas!

... der Arbeitsgruppe 'Wolken & Strahlung'. Die Arbeit in unserem kleinen Grüppchen hat sehr viel Spass gemacht.

... Dr. Karl Bumke für die Möglichkeit, zu jeder Zeit mit Fragen aller Art zu ihm kommen zu können. Außerdem gebührt ihm ein Extra-Dank für die Nachtschicht beim Korrekturlesen!

... dem interdisziplinären Stammtisch für die feucht-fröhlichen Runden.

... allen Kollegen der 'Maritimen Meteorologie'.

... den Kollegen aus dem Rechenzentrum für ihren ständigen Einsatz bei allen technischen Fragen.

... meinem Zimmernachbarn Mario. Ich finde, wir waren ein gutes Team.

... Marc Schröder und Klemens Barfus, mit denen ich schöne Diskussionen der fachlichen und nicht-fachlichen Art geführt habe. Ihre Bekanntschaft wurde durch das Projekt 4DWOLKEN gefördert! ... dafür ein Extra-Dank an das BMBF ... ;-)

... Katja für ihren Einsatz, um Punkt und Komma an die richtigen Stellen zu schieben.

... einer glücklichen Fügung, die mir das zweit-coolste Büro der Stadt Kiel verschafft hat!

... meinen Eltern, die mich immer in jeder Situation gefördert, unterstützt und auch moralisch aufgebaut haben.

... besonders Sabine, die mit mir durch alle Hochs und Tiefs gegangen ist und immer da war, wenn ich sie brauchte.

### **Erklärung**

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ich versichere, dass diese Arbeit noch nicht zur Erlangung eines Doktorgrades an anderer Stelle vorgelegen hat.

Ich erkläre, dass die vorliegende Arbeit gemäß der Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft erstellt wurde.

Kiel, März 2006

(Steffen Meyer)